

АКАДЕМИЯ НАУК БЕЛОРУССКОЙ ССР
Институт ядерной энергетики

ОЦЕНЕННЫЕ НЕЙТРОННЫЕ КОНСТАНТЫ УРАНА-235

под редакцией
доктора физико-математических наук
Б. Д. Кузьмина



International Atomic Energy Agency

INDC(CCP)-257

INDC

INTERNATIONAL NUCLEAR DATA COMMITTEE

V.A. Kon'shin, G.V. Ancipov, E.Sh. Sukhovickij
A.B. Klepackij, V.M. Maslov, G.B. Morogobskij

Akademiya Nauk Belorusskoj SSR, Institut Jadernoj Energetiki
(Academy of Sciences of the Byelorussian SSR,
Institute of Nuclear Energetics)

Ocenennye nejtronnye
konstanty urana-235

(Evaluation of neutron nuclear data for U-235)

Minsk, "Nauka i Tekhnika", 1985

Abstract: This book (in Russian) describes the evaluation of neutron nuclear data for U-235. The resulting data file is available on magnetic tape in ENDF-5 format from the IAEA Nuclear Data Section under the accession-number INDL-9211 Rev.1. (The data file may be subjected to further revisions, so that data users are invited to verify the most recent revision) - (H.D. Lemmel, ed.)

Reproduced by IAEA, April 1986

IAEA NUCLEAR DATA SECTION, WAGRAMERSTRASSE 5, A-1400 VIENNA

МИНСК
«НАУКА И ТЕХНИКА»
1985

ВВЕДЕНИЕ

Авторы:

В. А. КОНЫШИН, Г. В. АНЦИПОВ, Е. Ш. СУХОВИЦКИЙ,
А. Б. КЛЕПАЦКИЙ, В. М. МАСЛОВ, Г. Б. МОРОГОВСКИЙ

Оцененные нейтронные константы урана-235 / Под ред. В. Д. Кузьминова. — Мн.: Наука и техника, 1985. — 197 с.

В книге представлены новые результаты по оценке характеристик процессов взаимодействия нейтронов с ^{235}U . Дана полная система оцененных нейтронных данных в области энергий нейтронов от 10^{-8} эВ до 20 МэВ. Приводится описание разработанной замкнутой системы теоретических методов и математических программ, позволяющих проводить самосогласованную оценку и предсказание нейтронных сечений делящихся ядер. Новая система оцененных нейтронных данных для ^{235}U создана с использованием корректных теоретических моделей. В частности, модификация математической программы, реализующей метод связанных каналов, позволила использовать его для ядер с большим значением спина основного состояния. Применение метода связанных каналов, корректных моделей плотности уровней, многокаскадной статистической модели с учетом конкуренции процесса деления, а также использование новых экспериментальных данных позволили повысить надежность оценки нейтронных сечений ^{235}U .

Предназначена для научных сотрудников, специалистов, занимающихся оценкой ядерных данных, расчетами и проектированием ядерных реакторов, преподавателей, аспирантов, студентов вузов физико-математических специальностей.

Табл. 55. Ил. 73. Библиогр.— 291 назв.

Рецензенты:

С. С. Шушкевич, д-р физ.-мат. наук,
В. П. Коренной, канд. физ.-мат. наук

Необходимость переоценки полной системы ядерных данных для ^{235}U вызвана рядом причин. Появились результаты новых экспериментов по сечению деления как при низких, так и при высоких энергиях. В области низких энергий получены данные по разделенному по спидам составного ядра сечению деления, что позволило разрешить большое число близких резонансов и использовать эти данные для получения средних параметров в области энергий неразрешенных резонансов. Новый файл создан с использованием более корректных теоретических моделей расчета нейтронных сечений. Модификация программы, реализующей метод связанных каналов, позволила использовать его для ядер с большим значением спина основного состояния. Плотность уровней вблизи и выше энергии связи нейтрона рассчитывалась по модели сверхтекучего ядра, учитывающей коллективные эффекты. В области более низких энергий использована модель постоянной температуры. Применение новых экспериментальных данных и более корректных моделей позволило повысить надежность оценки нейтронных сечений ^{235}U .

Возможные реакции нейтронов с ядром ^{235}U в области энергий нейтронов до 20 МэВ. В табл. В.1 приведены значения энер-

Таблица В.1. Значения энергий Q и порогов T реакций нейтронов с ядром ^{235}U

Реакция	Q , МэВ	T , МэВ	Реакция	Q , МэВ	T , МэВ
(n, γ)	—	—6,55	(n, t)	—3,455	3,47
$(n, 2n)$	—5,307	5,33	(n, nt)	—9,967	10,01
$(n, 3n)$	—12,148	12,20	$(n, {}^3\text{He})$	—4,680	4,70
$(n, 4n)$	—17,893	17,97	$(n, n^2\text{He})$	—9,459	9,50
(n, p)	—0,617	0,62	$(n, {}^4\text{He})$	—11,062	—11,11
(n, np)	—6,731	6,76	$(n, n^3\text{He})$	—4,660	—4,68
(n, d)	—4,511	4,53			
(n, nd)	—9,708	9,75			

1704070000—099
О 52—85
М 316—85© Издательство
«Наука и техника», 1985.

гий Q и порогов T [1, 2] различных реакций нейтронов с ядром ^{235}U , которые связаны соотношением

$$T = \frac{M_n + M_{235}}{M_{235}} (-Q) =$$

$$= \frac{1,0086652 + 235,0439440}{235,0439440} (-Q) = 1,00429 (-Q).$$

Основное состояние ^{235}U имеет спин и четность $7/2^-$. Существует изомерный уровень $1/2^+$ ядра ^{235m}U с энергией возбуждения 73 ± 5 эВ и периодом полураспада 26 мин.

Схема уровней ^{235}U детально исследована до энергии 725 кэВ [3]. Период полураспада ^{235}U составляет $(7,037 \pm 0,011) \cdot 10^8$ лет для α -распада и $(9,8 \pm 2,8) \cdot 10^{18}$ лет для спонтанного деления [4].

ГЛАВА I

НЕЙТРОННЫЕ СЕЧЕНИЯ В ТЕПЛОВОЙ ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ НЕЙТРОНОВ (10^{-5} — 5 эВ)

1.1. НЕЙТРОННЫЕ ДАННЫЕ ПРИ 0,0253 эВ

Со времени нашей предыдущей оценки [5] не появилось каких-либо новых экспериментальных данных в точке 0,0253 эВ. Однако за этот период были проведены новые измерения для других делящихся изотопов, в том числе по $\bar{\nu}_p$ ^{252}Cf , а также был пересмотрен ряд старых данных. Это привело к изменению оцененных данных для изотопов ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu при 0,0253 эВ и $\bar{\nu}_p$ ^{252}Cf . В настоящее время существуют две оценки тепловых констант этих ядер: оценка Стена и др. [6], результаты которой приведены в [7], и оценка Акстона [8]. Оценка Стена основана на всех имеющихся измерениях: как для моноэнергетических нейтронов, так и для теплового спектра Максвелла. При проведении оценки [6] в связи с использованием пересмотренных значений периодов полураспада, значений $\bar{\nu}$ - и g -факторов Весткотта были устранены имевшие место расхождения между результатами измерений на моноэнергетических нейтронах и в тепловом спектре. Оценка [8] проведена только на основании данных

Таблица 1.1. Оцененные данные по сечениям ^{235}U при 2200 м/с, 10^{-28} м²

Величина	Оценка Стена и др. [6, 7]	Оценка Акстона [8]	Оценка Леммеля [9]
σ_t	$694,9 \pm 0,5$	—	$695,3 \pm 1,4$ (металлический образец) $697,0 \pm 1,4$ (жидкий образец)
σ_n	$14,0 \pm 0,5$	—	$14,4 \pm 1,3$ (металлический образец) $16,1 \pm 1,1$ (жидкий образец)
σ_a	$680,9 \pm 1,1$	$681,5 \pm 1,7$	$680,9 \pm 1,7$
σ_f	$582,6 \pm 1,1$	$584,7 \pm 1,7$	$583,5 \pm 1,3$
σ_{nf}	$98,3 \pm 0,8$	$96,8 \pm 1,8$	$97,4 \pm 1,6$
α	$0,169 \pm 0,002$	$0,166 \pm 0,003$	$0,167 \pm 0,003$
η	$2,075 \pm 0,003$	$2,083 \pm 0,006$	$2,071 \pm 0,006$
$\bar{\nu}_t$	$2,425 \pm 0,003$	$2,427 \pm 0,005$	$2,416 \pm 0,005$
$\bar{\nu}_t$ (^{252}Cf)	$3,767 \pm 0,004$	$3,766 \pm 0,005$	$3,746 \pm 0,009$

для моноэнергетических нейтронов, но она выгодно отличается последовательным анализом коррелирующих неопределенностей.

Значения [6, 8] приведены в табл. 1.1, где они сравниваются с данными Леммеля [9], которые использовались до настоящего времени. В этой работе для нормировки экспериментальных данных были использованы результаты оценки Стена и др. [6].

Для ^{235}U долгое время существовало 2%-ное расхождение [10] между значением сечения деления, измеренным в тепловом спектре Максвелла, и значением сечения деления, полученным из рекомендованного σ_f^{2200} и g -фактора Весткотта. Результаты оценки Стена и др. [6] показывают, что это расхождение теперь исчезло благодаря пересмотренным значениям периодов полураспада, значениям $\bar{\nu}$ - и g -факторов.

1.2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ И ОЦЕНЕННЫЕ ДАННЫЕ ПО ПОЛНОМУ СЕЧЕНИЮ И СЕЧЕНИЮ ПОГЛОЩЕНИЯ

По полному сечению $\sigma_t(^{235}\text{U})$ при энергии ниже 1 эВ имеются экспериментальные данные Саффорда и др. [11] в области от 0,000818 до 0,0818 эВ, являющиеся наиболее точными в области низких энергий; Леонарда [12] в области энергий от 0,001 до 0,2 эВ и Брукса [13] в области 0,03—200 эВ, которые обнаруживают большой разброс от оцененной кривой; Блока и др. [14] в области 0,02—0,15 эВ и Симпсона и др. [15] в области 0,02—0,08 эВ, экспериментальные точки которых имеют небольшой разброс; Палевски и др. [16] в области 0,01—0,20 эВ, экспериментальные точки которых хорошо согласуются с измерениями других авторов, за исключением области от 0,01 до 0,025 эВ, где они лежат систематически ниже оцененной кривой (на $\sim 2\%$); Шора и Сэйлора [17] в области от 0,1 до 10 эВ; Мелконяна и др. [18] в области от 0,01 до 8,0 эВ; Никитина и др. [19] в области 0,01—3,0 эВ; Герасимова и др. [20] в области 0,02—2,0 эВ; Линна и др. [21] в области 0,002—800 эВ.

Сечение поглощения σ_a было получено вычитанием из полного сечения сечения рассеяния. Для жидкого образца сечение рассеяния было взято равным $(17,0 \pm 1,7) \cdot 10^{-28} \text{ м}^2$ (равно рассеянию на связанном атоме) [22]; для порошка или мелкокристаллического образца — $(17,0 \pm 3,8) \cdot 10^{-28} \text{ м}^2$ (неопределенность увеличена из-за колебаний сечения рассеяния около среднего значения, зависящих от типа кристаллической структуры); для образцов из прокатанного металла $\sigma_n = (14,8 \pm 0,6) \cdot 10^{-28} \text{ м}^2$; для образцов из оксидов $\sigma_n = (20,0 \pm 5,3) \cdot 10^{-28} \text{ м}^2$ (поскольку они дают большее рассеяние под малыми углами). Оцененная кривая для σ_a была получена методом наименьших квадратов с учетом «веса» экспериментальных точек. Эта кривая в области 0,001—0,06 эВ следует данным [11, 14, 15], которые согласуются между собой в пределах $\pm 1\%$. В работах [12, 13, 16, 18] обнаружен большой разброс от оцененной кривой. В области 0,006—0,20 эВ оцененная кривая для σ_a определяется данными [12, 14, 17], которые согласуются между собой в пределах $\pm 1,0$ — $1,5\%$. Остальные данные показывают разброс относительно оцененной кривой

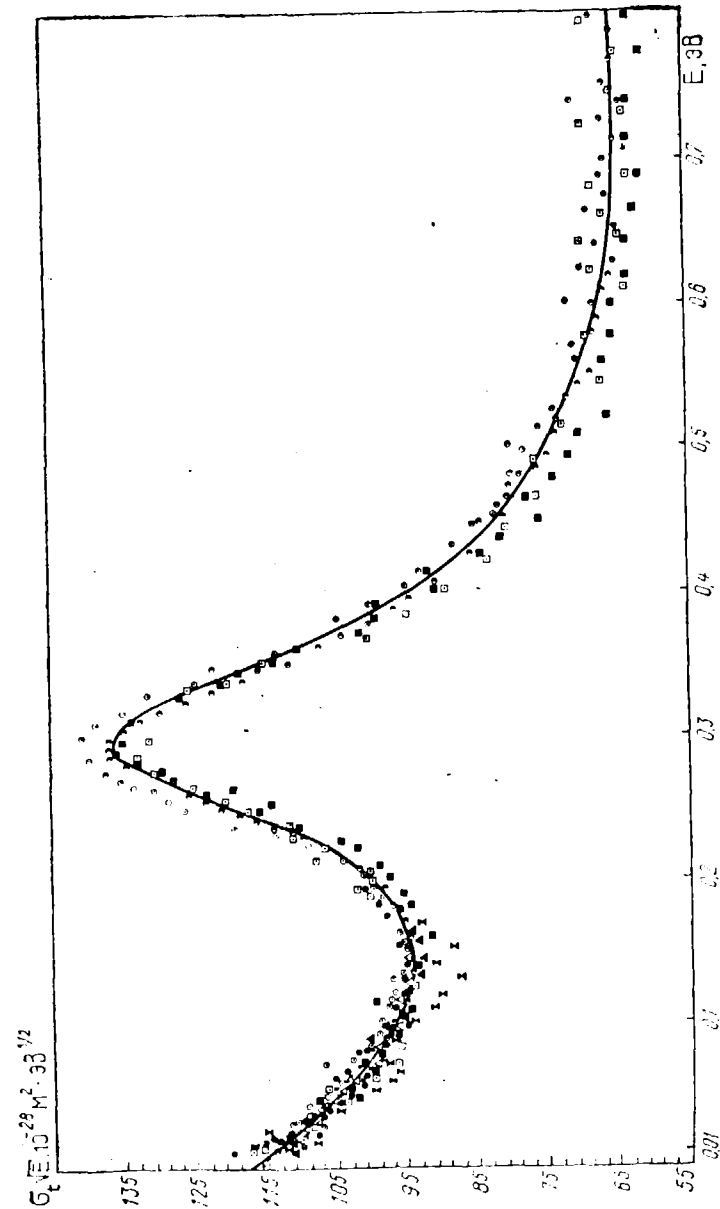


Рис. 1.1. Экспериментальные и оцененные значения σ_t в области энергий до 1 эВ

на 1,5—3,5%. В области энергий 0,2—1,0 эВ форма резонансного пика определяется в основном из работы [17], где имеется наилучшее энергетическое разрешение. Данные [20] систематически на 3% выше оцененной кривой, данные [13] систематически ниже в пике резонанса, данные [18] плохо описывают форму резонанса. Кроме того, в работах [13, 18, 20] обнаруживается довольно значительный разброс точек (от 3 до 8%). Ошибка оцененной кривой σ_a равна $\pm 1\%$ в области 0,001—0,06 эВ, $\pm 1,2\%$ в

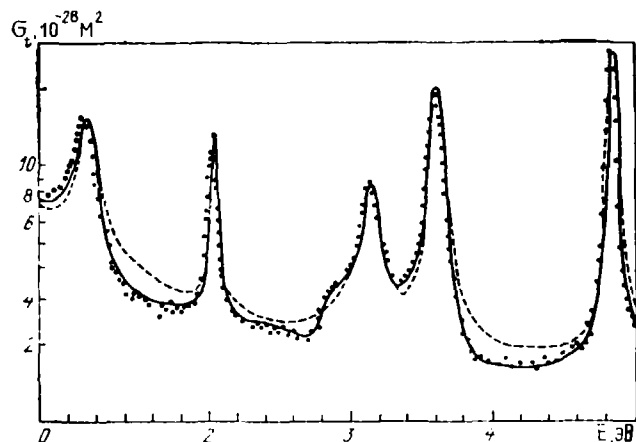


Рис. 1.2. Экспериментальные и оцененные значения σ_i в области энергий 0,8—5,0 эВ. Сплошная кривая — расчет по параметрам Брейта—Вигнера с учетом «гладкого файла», пунктирная — без учета «гладкого файла»

области 0,06—0,2 эВ, $\pm 2\%$ при 0,2—0,5 эВ и $\pm 3\%$ при 0,5—1,0 эВ. Экспериментальные и оцененные значения σ_i в области энергий до 5 эВ представлены на рис. 1.1 и 1.2.

1.3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ И ОЦЕНЕННЫЕ ДАННЫЕ ПО σ_f

Имеется довольно большое количество измерений сечения деления ^{235}U в тепловой области энергий [13—17]. Подробный анализ и обсуждение имеющихся данных по $\sigma_f(^{235}\text{U})$ приведены в работе [5].

Оцененная кривая по $\sigma_f(^{235}\text{U})$ в области энергий 0,01—0,10 эВ соответствует данным [23—25], которые согласуются между собой в пределах 1,5—2,0%. В области первого резонанса (0,1—0,4 эВ) значения, приведенные в [17—25], согласуются между собой в пределах $\pm 1,5\%$, и они легли в основу оцененной кривой. Смещения пика резонанса в этих измерениях не наблюдается, хотя значения [17] систематически на 1,5—2,0% выше данных других авторов со стороны высокоэнергетического крыла резонанса.

В области энергий 0,4—0,5 эВ данные [17, 23, 24, 26] согласуются между собой в среднем в пределах $\pm 1,5\%$. Наибольшее расхождение наблюдается в работах [23, 26] (до 2%). В облас-

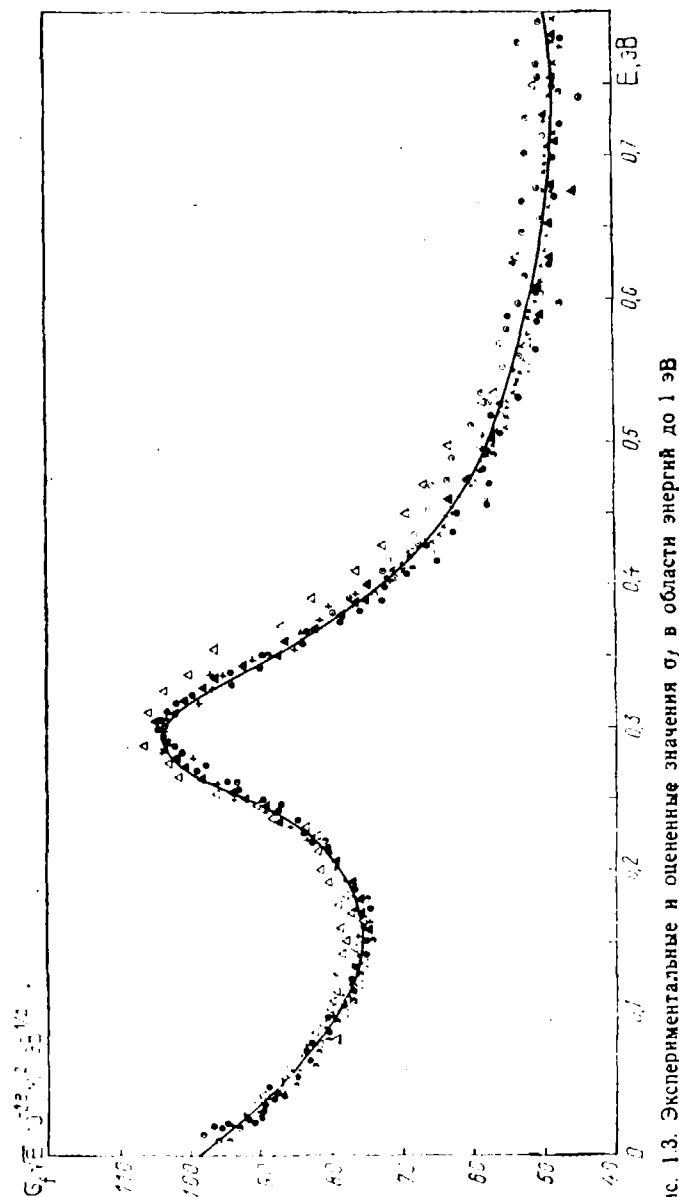


Рис. 1.3. Экспериментальные и оцененные значения σ_f в области энергий до 1 эВ

Таблица 1.2. Оцененные данные для ^{235}U в области $1 \cdot 10^{-5} - 5 \text{ эВ}$ при нулевой температуре, 10^{-28} м^2

$E, \text{ эВ}$	σ_f	σ_{ny}	σ_n	σ_t	α
1. 10^{-5}	31300,80	5616,70	14,04	36931,54	0,1794
5. 10^{-5}	13997,10	2511,29	14,04	16522,43	0,1794
1. 10^{-4}	9896,50	1775,25	14,04	11685,79	0,1794
4. 10^{-4}	4944,11	885,56	14,04	5843,71	0,1791
0,001	3122,17	557,97	14,04	3694,18	0,1787
0,002	2201,59	392,33	14,04	2607,96	0,1782
0,005	1381,25	244,32	14,03	1639,60	0,1769
0,007	1161,05	204,33	14,03	1379,41	0,1760
0,010	963,71	168,30	14,02	1146,03	0,1746
0,020	663,84	113,20	14,01	791,05	0,1705
0,0253	582,60	98,30	14,00	694,90	0,1687
0,03	528,48	88,67	14,00	631,15	0,1678
0,04	446,06	74,80	13,99	534,85	0,1677
0,05	389,19	65,42	13,98	468,59	0,1681
0,06	347,13	58,70	13,98	419,81	0,1691
0,07	314,81	53,62	13,97	382,40	0,1703
0,08	288,87	49,55	13,96	352,38	0,1715
0,09	267,79	46,26	13,96	328,01	0,1727
0,10	250,07	43,58	13,95	307,60	0,1743
0,125	216,61	38,73	13,93	269,27	0,1788
0,150	194,56	36,03	13,91	244,50	0,1852
0,175	181,84	35,14	13,90	230,88	0,1932
0,20	175,95	35,73	13,88	225,56	0,2031
0,22	174,17	36,94	13,86	224,97	0,2121
0,24	178,84	39,73	13,84	232,41	0,2222
0,26	187,89	43,78	13,84	245,51	0,2330
0,28	191,94	46,97	13,88	252,79	0,2447
0,29	191,42	47,90	13,92	253,24	0,2502
0,30	187,80	46,70	13,92	248,42	0,2487
0,31	182,24	44,49	13,91	240,64	0,2441
0,32	175,02	41,68	13,91	230,61	0,2381
0,33	166,10	38,40	13,90	218,40	0,2312
0,34	156,72	35,15	13,89	205,76	0,2242
0,35	148,26	32,21	13,88	194,35	0,2173
0,36	140,03	29,44	13,86	183,33	0,2102
0,37	132,55	26,94	13,84	173,33	0,2032
0,38	125,71	24,69	13,82	164,22	0,1964
0,39	119,75	22,72	13,80	156,27	0,1897
0,40	114,49	20,96	13,78	149,23	0,1831
0,45	94,11	14,56	13,71	122,38	0,1547
0,50	81,93	10,71	13,67	106,31	0,1307
0,55	73,75	8,22	13,62	95,59	0,1115
0,60	67,10	6,72	13,58	87,40	0,1001
0,65	62,26	6,16	13,54	81,96	0,0989
0,70	58,81	5,80	13,50	78,11	0,0986
0,75	56,00	5,65	13,46	75,11	0,1009
0,80	53,90	5,55	13,43	72,88	0,1030
0,90	54,04	5,85	13,35	73,24	0,1083
0,95	56,89	6,86	13,31	77,06	0,1206
1,00	63,21	8,27	13,28	84,76	0,1308
1,06	82,36	13,31	13,27	108,94	0,1616
1,12	107,17	28,55	13,29	149,01	0,2664
1,14	107,88	31,01	13,40	152,29	0,2874
1,18	80,50	25,98	13,51	119,99	0,3227
1,22	47,08	18,84	13,49	79,41	0,4002
1,30	22,03	10,53	13,30	45,86	0,4780

Продолжение табл. 1.2

$E, \text{ эВ}$	σ_f	σ_{ny}	σ_n	σ_t	α
1,40	17,16	5,67	13,11	35,94	0,3304
1,60	14,26	3,13	12,80	30,19	0,2195
1,80	13,20	2,97	12,53	28,70	0,2250
1,90	13,44	4,04	12,38	29,86	0,3006
2,00	20,72	22,25	12,11	55,08	1,0738
2,02	28,00	52,95	12,06	93,01	1,8911
2,03	33,37	78,05	12,17	123,59	2,3389
2,036	34,74	85,50	12,34	132,58	2,4611
2,10	13,48	9,67	12,44	35,59	0,7174
2,15	11,94	4,41	12,32	28,67	0,3693
2,20	11,37	3,05	12,25	26,67	0,2682
2,30	10,82	2,23	12,12	25,17	0,2061
2,40	10,54	1,98	12,01	24,53	0,1879
2,50	8,93	2,21	11,92	23,06	0,2475
2,60	7,58	2,56	11,81	21,95	0,3377
2,70	6,73	3,04	11,71	21,48	0,4517
2,76	9,49	3,37	11,65	24,51	0,3551
2,78	11,26	3,50	11,63	26,39	0,3108
2,85	16,97	3,66	11,56	32,19	0,2157
2,90	19,13	3,21	11,51	33,85	0,1678
3,00	24,74	4,80	11,39	40,93	0,1940
3,10	47,44	11,98	11,31	70,73	0,2525
3,12	55,15	15,81	11,38	82,34	0,2867
3,14	58,61	18,20	11,47	88,28	0,3105
3,16	55,85	18,46	11,56	85,87	0,3305
3,20	39,41	13,97	11,65	65,03	0,3545
3,25	22,82	8,81	11,57	43,20	0,3861
3,30	16,55	6,51	11,48	34,54	0,3934
3,35	16,72	5,78	11,38	33,88	0,3457
3,40	19,15	6,02	11,27	36,40	0,3144
3,50	32,18	19,76	10,97	53,91	0,3344
3,55	57,75	24,66	10,76	93,17	0,4270
3,60	117,63	68,27	11,15	197,05	0,5804
3,61	121,39	71,94	11,47	204,80	0,5926
3,65	64,58	42,46	12,14	119,18	0,6575
3,70	16,69	19,81	11,91	48,41	1,1869
3,80	4,38	5,82	11,57	21,77	1,3288
3,90	2,20	3,62	11,39	17,21	1,6455
4,10	2,90	2,32	11,16	16,38	0,8000
4,20	2,83	2,31	11,07	16,21	0,8162
4,40	3,09	2,68	10,89	16,66	0,8673
4,50	3,37	3,21	10,77	17,35	0,9525
4,60	3,78	4,43	10,62	18,83	1,1720
4,70	4,50	8,60	10,39	23,49	1,9111
4,75	5,35	16,32	10,15	31,82	3,0505
4,80	11,87	49,50	9,63	71,00	4,1702
4,82	18,28	109,69	9,28	137,25	6,0005
4,85	40,36	354,60	11,30	406,26	8,7859
4,86	33,18	284,87	12,62	330,67	8,5856
4,90	8,33	53,39	12,03	73,75	6,4094
5,00	4,67	8,66	11,13	24,46	1,8544

ти 0,5—1,0 эВ значения [23, 24, 26] согласуются между собой в пределах $\pm 3\%$ (кроме области 0,85—1,0 эВ, где расхождения составляют $\sim 6\%$). Результаты [27] систематически выше этих данных на 4%.

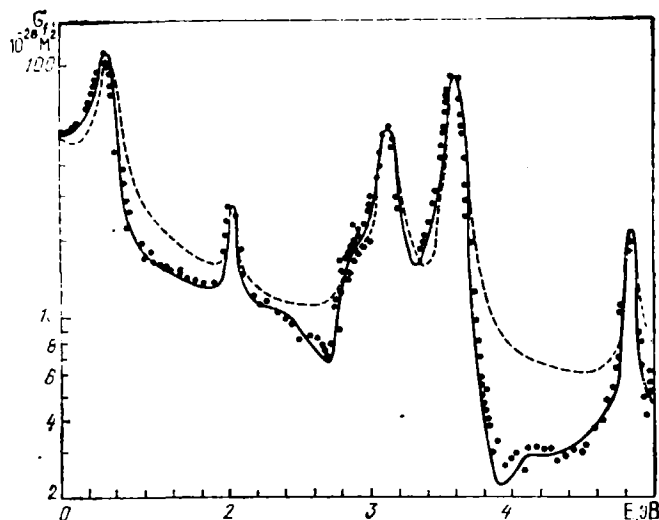


Рис. 1.4. Экспериментальные и оцененные значения σ_f в области энергий 0,8—5,0 эВ. Сплошная кривая — расчет по параметрам Брейта-Вигнера с учетом «гладкого файла», пунктирная — без учета «гладкого файла»

Ошибка оцененной кривой σ_f равна 1,5% в области 0,01—0,10 эВ; 1,5—2,0% в области 0,1—0,4 эВ; 2% в области 0,4—0,5 эВ; 3% в области 0,5—0,8 эВ; 4% в области 0,8—1,0 эВ. Экспериментальные и оцененные значения σ_f приведены на рис. 1.3 и 1.4. Оцененные значения σ_f , а также σ_t , $\sigma_{n\gamma}$, α и σ_n в области 10⁻⁵—5 эВ приведены в табл. 1.2.

1.4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ И ОЦЕНЕННЫЕ ДАННЫЕ ПО ВЕЛИЧИНЕ α (²³⁵U)

Величина α (²³⁵U) в области энергий ниже 1 эВ измерена в работах [26, 28] с ошибкой 5—10% (главный вклад в эту неопределенность вносит ошибка измерения фона). Оцененная кривая для α была получена как с учетом этих экспериментальных данных, так и с учетом экспериментальных данных по σ_f , σ_a и η [13, 25, 29, 30]. К сожалению, не существует достаточно надежных прямых измерений величины η (²³⁵U) в области ниже 1 эВ. Поэтому определенных выводов при сравнении величин η , полученных из σ_f и σ_a , а также прямым измерением, сделать не удается.

Наиболее надежными прямыми измерениями η являются измерения [30], которые, к сожалению, охватывают довольно узкую область энергий (от 0,006 до 0,05 эВ). Остальные измерения η [13, 25, 29] имеют низкую точность, а экспериментальные точки — большой разброс.

Значения η , полученные из оцененных данных по σ_f и σ_a по формуле $\eta = v\sigma_f/\sigma_a$, согласуются с прямыми измерениями η с точностью $\pm 3\%$. Поскольку величина α известна с недостаточ-

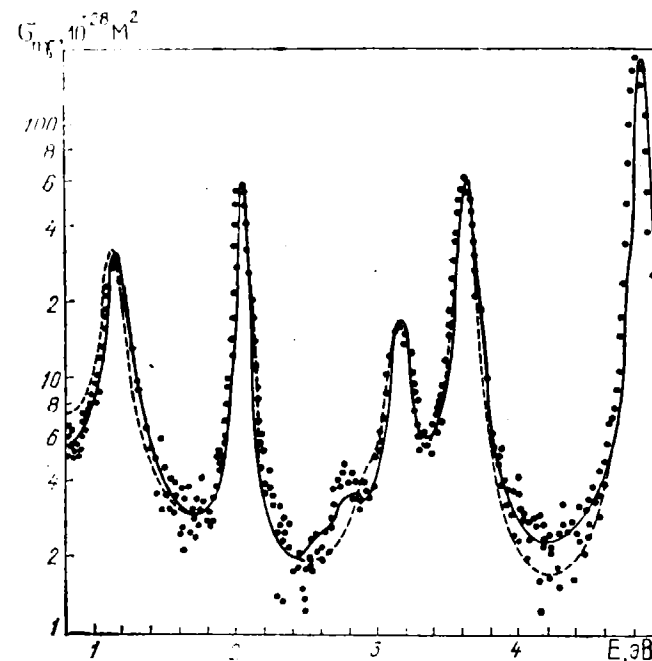


Рис. 1.5. Экспериментальные и оцененные значения $\sigma_{n\gamma}$ в области энергий 0,8—5,0 эВ. Обозначения кривых те же, что и на рис. 1.4

ной точностью, то, исходя из совокупности экспериментальных данных по σ_f , σ_a и η , кривая α была проведена таким образом, чтобы не иметь разногласия между экспериментальными данными по α , с одной стороны, и прямыми и выведенными из σ_a и σ_f значениями η , с другой. Оцененные таким образом величины η и α согласуются между собой с точностью $\sim 1\%$ почти во всей области энергий от 0,001 до 1 эВ, кроме области вблизи первого резонанса (0,25—0,50 эВ), где согласие хуже ($\sim 3\%$). Экспериментальные и оцененные значения $\sigma_{n\gamma}$ в области энергий до 5 эВ приведены на рис. 1.5.

1.5. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ И ОЦЕНЕННЫЕ ДАННЫЕ ПО СЕЧЕНИЮ РАССЕЯНИЯ

Информация по сечению рассеяния в тепловой области энергий для ²³⁵U существенно менее точна, чем по полному сечению и сечению деления. По существу, единственным измерением сечения рассеяния в тепловой области энергий является измерение Колемана и Пуртмана [31]. Эти авторы измерили сечение рассеяния ²³⁵U в области энергий от 0,025 до 1,0 эВ и получили $\sigma_n = (14,3 \pm 0,5) \cdot 10^{-28}$ м² при 0,0253 эВ. Измерения были сделаны относительно сечения рассеяния ванадия, равного $(4,87 \pm 0,05) \cdot 10^{-28}$ м². Использование более точного результата для

сечения рассеяния на ванадии $(4,93 \pm 0,02) \cdot 10^{-28} \text{ м}^2$, полученного Растадом и др. [32], приводит к тому, что сечение рассеяния ^{235}U возрастает до значения $(14,5 \pm 0,3) \cdot 10^{-28} \text{ м}^2$. Значение $\sigma_n^v = (4,93 \pm 0,02) \cdot 10^{-28} \text{ м}^2$ получено в предположении, что постоянный член в выражении $\sigma_n^v = (4,93 \pm 0,02) + (0,796 \pm 0,003) E^{-1/2}$, даваемом Растадом и др., есть полное сечение рассеяния. Однако это не очевидно, так как эффект рассеяния на связанном атоме может проявиться не только в члене $1/v$. Оценка этого эффекта, сделанная Леонардом [33], приводит к введению поправки, равной $1,02 \pm 0,02$, в значение Растада и др., и использование этой поправки приводит к сечению рассеяния ^{235}U , равному $(14,8 \pm 0,6) \cdot 10^{-28} \text{ м}^2$.

Расчет сечения рассеяния по параметрам резонансов ненадежен из-за отсутствия экспериментальных данных по сечению радиационного захвата в области энергий до 0,4 эВ. Проведенный нами расчет σ_n показал, что использование параметров Рейха—Мура приводит к значению $\sigma_n = 15,8 \cdot 10^{-28} \text{ м}^2$ при 0,0253 эВ и $13,4 \cdot 10^{-28} \text{ м}^2$ при 1 эВ; использование параметров Брейта—Вигнера, полученных в настоящей работе, даст значение $16,7 \cdot 10^{-28} \text{ м}^2$ при тепловой энергии, которое спадает до $13,4 \cdot 10^{-28} \text{ м}^2$ при 1 эВ. При проведении оценки σ_n мы использовали вид энергетической зависимости, полученный в наших расчетах, и перенормировали σ_n к значению $14,0 \cdot 10^{-28} \text{ м}^2$ при 0,0253 эВ в соответствии с данными [6].

Попытка описать экспериментальные данные в тепловой области энергий с помощью параметров резонансов привела к необходимости введения по крайней мере одного отрицательного резонанса со следующими параметрами: $E_r = -1,49 \text{ эВ}$, $J = 4$, $\Gamma_n = 0,2678 \cdot 10^{-2} \text{ эВ}$, $\Gamma_f = 0,2123 \text{ эВ}$, $\Gamma_v = 0,2216 \cdot 10^{-1} \text{ эВ}$. Учет этого отрицательного и всех положительных резонансов дает следующие значения сечений при 0,0253 эВ: $\sigma_{nv} = 67,6 \cdot 10^{-28} \text{ м}^2$, $\sigma_f = 590,9 \cdot 10^{-28} \text{ м}^2$, $\sigma_t = 675,2 \cdot 10^{-28} \text{ м}^2$, $\sigma_n = 16,7 \cdot 10^{-28} \text{ м}^2$, которые отличаются от экспериментальных данных по σ_{nv} на 30%, по σ_f на 1,2%, по σ_t на 2,8%.

Оцененные данные в области энергий ниже 1 эВ получены исходя из экспериментальных данных; в области энергий выше 1 эВ были рассчитаны по параметрам резонансов с добавлением гладкого файла. Данные были сняты в области энергий 1 эВ. Оцененные данные по σ_f , σ_{nv} , σ_n , σ_t и α в области энергий 10^{-5} —5 эВ приведены в табл. 1.2.

ГЛАВА 2

НЕЙТРОННЫЕ СЕЧЕНИЯ В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИИ РАЗРЕШЕННЫХ РЕЗОНАНСОВ (0,1—100,0 эВ)

В ^{235}U резонансы разрешены в энергетическом интервале 0—150 эВ. При проведении параметризации мы приняли в качестве верхней границы области энергий разрешенных резонансов значение 100 эВ, так как в более высокой области заметно возрастает пропуск уровней, вызванный ухудшением экспериментального разрешения, да и сами экспериментальные значения сечений (особенно σ_{nv}) становятся гораздо менее надежными. Указанные трудности не дают возможности провести самосогласованную оценку сечений и получить надежные резонансные параметры в области выше 100 эВ.

2.1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ, ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ В ОЦЕНКЕ

Отбор экспериментальных данных для проведения оценки очень важен, так как от их качества существенно зависит надежность получаемых параметров. Под качеством здесь понимается не только введение экспериментатором в данные поправки на фон, геометрию образца, многократное рассеяние и т. п., но также и подробная информация по функции разрешения экспериментальной установки. Без этой информации включать данные в обработку просто не имеет смысла.

Для решения задачи параметризации нами были отобраны следующие ряды экспериментальных данных: по σ_t (Шор и Сэйлор [17] в области 0,09—1,3 эВ, Мишодо [27] в области 1,3—100 эВ); по σ_f (Деройтер и Вагеманс [23] в области 0,02—10 эВ, Као и др. [34] в области 10—40 эВ, Блонс [35] в области 40—100 эВ); по σ_{nv} (де Сассюре и др. [26] в области 0,4—8 эВ, Персц и др. [36] в области 8—100 эВ). Подробный анализ этих данных, а также тех, которые не были по различным причинам использованы в настоящей оценке, приведен в работе [5].

2.2. ВЫБОР ФОРМАЛИЗМА ДЛЯ ПАРАМЕТРИЗАЦИИ

В связи с тем что имеется по крайней мере пять подходов для параметризации нейтронных сечений в области энергий разрешенных резонансов, всегда встает вопрос о выборе формализма, наиболее полно учитывающего специфику данного ядра и имею-

щихся экспериментальных данных, а также требующего минимальных затрат машинного времени. При этом сечения, рассчитанные по полученным резонансным параметрам с учетом реальных условий данного эксперимента, должны хорошо воспроизводить экспериментальные данные. Дадим краткую характеристику каждого из формализмов и укажем область их применимости.

Формализм Вогта [37] точно учитывает как межуровневую, так и межканальную интерференцию и в принципе пригоден для точного описания хода сечения в резонансной области. Однако именно точный учет парной интерференции требует длительных и громоздких вариантных расчетов (так как заранее неизвестен тип парной интерференции, а в эксперименте проявляется лишь ее суммарное значение), что делает данный формализм неприменимым для широких энергетических интервалов с большим числом резонансов. Этот формализм имеет скорее методологическое, чем практическое значение.

Формализм Рейха — Мура [38] хотя несколько и проще предыдущего (в нем обычно делается предположение о наличии у делящегося ядра двух каналов деления и одного канала радиационного захвата), но и он требует знания спинов резонансов и того, каким образом делительная ширина распределяется по каналам при учете парной интерференции, а такое разложение делительных ширин можно произвести только путем очень длительных вариантных расчетов, причем нет никакой гарантии, что полученное разложение наилучшим образом описывает экспериментальные данные. Кроме того, как и в случае формализма Вогта, учет теплового движения атомов в образце (эффект Доплера) производится «внешним» образом, т. е. зависимость нейтронных сечений от температуры образца нельзя учесть прямо в формализме, как это имеет место для рассмотренных ниже подходов.

Формализм Брейта — Вигнера [39] исторически первый, простой, наиболее распространенный и физически ясный способ параметризации нейтронных сечений в области энергий разрешенных резонансов. Формализм не учитывает интерференции между уровнями, за исключением интерференции между потенциальным и резонансным рассеянием, и, вообще говоря, применим для ядер с $\langle \Gamma^2 \rangle / \langle D^2 \rangle \ll 1$.

Ядро ^{235}U обладает сильной межуровневой интерференцией, и поэтому использование формулы Брейта — Вигнера в этом случае является неадекватным. Однако введение слабо изменяющегося с энергией фона (гладкого файла) позволяет в определенной степени корректно описать экспериментальные данные. Метод ориентирован на описание пиков резонансов, в связи с чем может быть использован не только самостоятельно, но и как первое приближение для любого формализма. Эффект Доплера учитывается очень легко, а наличие экспериментальных данных по трем типам сечений позволяет получить самосогласованную систему параметров и извлечь из нее величину силовой функции S_0 и средние значения ширин, необходимые для расчетов в области энергий неразрешенных резонансов. Кроме того, только для параметров

данного формализма разработаны виды статистических распределений и методы, позволяющие произвести оценку качества полученной системы параметров, а также сделать заключение о возможном числе пропущенных в эксперименте резонансов. Данный формализм применяется для параметризации практически всех ядер во всей области разрешенных резонансов.

Формализм Адлер-Адлера [40] развит для описания сечений тяжелых делящихся ядер с учетом интерференции. Причем в отличие от формализмов Вогта и Рейха — Мура сразу рассчитывается параметр суммарной интерференции данного резонанса со всеми остальными, т. е. нет необходимости знать спины резонансов. Эффект Доплера учитывается так же легко, как и в формализме Брейта — Вигнера. Данный формализм даже проще в реализации, чем вышеуказанный, но имеет следующие недостатки: 1) система адлеровских параметров неадекватна, т. е. нельзя сравнивать параметры, полученные разными авторами; 2) в связи с тем что метод применяется к каждому типу сечения отдельно, полученные параметры несамосогласованны, что не дает возможности прямо извлечь параметры Брейта — Вигнера из адлеровских; 3) параметры некоторых резонансов могут оказаться нефизичными.

Несмотря на указанные недостатки, формализм Адлер-Адлера широко применяется для параметризации тяжелых делящихся ядер во всей области разрешенных резонансов. Он хорошо подходит для случая, когда энергетической зависимостью полной ширины можно пренебречь. Это справедливо для делящихся ядер, для которых $\Gamma_1 \approx \Gamma_2 + \Gamma_3 \approx \text{const}$, но не для легких или средних ядер, для которых $\Gamma_1 \approx \Gamma_n$. Основное допущение в подходе Адлер-Адлера (о почти постоянных полных ширинах) для тяжелых ядер справедливо, сечение радиационного захвата σ_{γ} для этих ядер довольно велико, и поэтому данный подход позволяет хорошо описывать все типы нейтронных сечений.

Псевдоадлеровский формализм [5] был применен нами при создании полных файлов оцененных ядерных данных ^{239}Pu , ^{235}U и ^{241}Pu . Он отличается от формализма Адлер-Адлера тем, что резонансная часть в выражении для сечения берется в форме Брейта — Вигнера, а интерференционная добавка остается в адлеровском виде. В остальном этот формализм принципиально ничем не отличается от формализма Адлер-Адлера.

Полученные резонансные параметры могут быть записаны в формате ENDF/B только в случае использования формализмов Брейта — Вигнера и Адлер-Адлера.

При получении резонансных параметров мы использовали концепцию гладкого файла, т. е. слабо изменяющейся с энергией добавки в расчетные нейтронные сечения, в том виде, в каком он заложен в формате ENDF/B. Считается, что сечения, восстановленные по параметрам конкретного формализма, адекватно описывают энергетический ход кривой при различных температурах. Существует некоторая добавка, носящая фоновый характер и не зависящая от температуры, которая улучшает совпадение расчетных и экспериментальных данных. Эта добавка вы-

числяется из разности между сечениями, измеренными в эксперименте и рассчитанными по параметрам, в энергетических точках, расположенных таким образом, чтобы значения добавочных сечений между ними можно было получить при помощи линейной интерполяции. Кроме того, для этих добавок, как и для сечений, должно выполняться соотношение

$$\sigma_f^i = \sigma_f^i + \sigma_{ny}^i + \sigma_n^i, \quad (2.1)$$

где индекс i означает, что это значение сечения взято из гладкого файла.

Из рис. 1.2, 1.4, 1.5 видно, что введение гладкого файла заметно улучшает расчетные значения сечений.

2.3. ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ШКАЛА И ИСХОДНЫЕ РЕЗОНАНСНЫЕ ПАРАМЕТРЫ

Прежде чем приступить непосредственно к получению параметров резонансов из хода экспериментальных кривых сечений, необходимо задать энергетическую шкалу резонансов (так называемую линейку резонансов) и рассчитать коэффициенты сдвига экспериментальных данных разных авторов для совпадения положений измеренных резонансов с выбранной шкалой. Это важно, так как энергетические шкалы различных экспериментов обычно несколько сдвинуты друг относительно друга и этот сдвиг может сильно затруднить проведение расчетов. В качестве опорной нами была выбрана шкала из работы [5], которая совпадает с экспериментами [17, 23, 27, 34, 35] и требует небольшого сдвига шкал в экспериментах [26, 36]. Поправка на энергетический сдвиг для этих двух рядов имеет вид $\Delta E = A - BE$, где $A = 0,0161$, $B = 0,00117$.

Следующим этапом работы был выбор исходного набора резонансных параметров, которые мы использовали как нулевое приближение. В качестве такого набора нами взяты параметры из трех работ [5, 41, 42], причем в работах [5, 41] имеется около 150 резонансов в интервале 0—100 эВ, а в работе [42] — 196 резонансов. Такое различие связано с тем, что в [42] были проведены измерения сечения деления на поляризованных нейтронах для определения спина резонансов, что позволило разрешить ряд дублетов, интерпретировавшихся ранее как одиночные резонансы, и заметить слабые уровни (с малым Γ_n^0), которые были скрыты фоном. Исходный набор резонансов был сконструирован следующим образом: для каждого уровня брались параметры из работ [5, 41] и проводился расчет трех типов сечений (σ , σ_f , σ_{ny}) в области данного резонанса; предпочтение отдавалось тем параметрам, которые наилучшим образом описывали все три типа сечений; для дублетов и слабых резонансов, пропущенных в этих работах, параметры брались из работы [42]. Таким образом был получен набор, содержащий 201 резонанс в интервале 0—100 эВ, к нему были добавлены еще 4 резонанса, необходимых для лучшего описания краев интервала разрешен-

Таблица 2.1. Параметры резонансов ^{235}U

E_r , эВ	$g_{n,0}$, эВ	Γ_f , эВ	Γ_γ , эВ	2J
2,9000E-01	1,1264E-06	5,7260E-02	3,8000E-02	6
1,1400E 00	6,9826E-06	1,1017E-01	3,8000E-02	8
2,0365E 00	3,3067E-06	8,0000E-03	3,3047E-02	6
2,9000E 00	1,1119E-06	1,1326E-01	2,0001E-02	7
3,1400E 00	1,1976E-05	1,1387E-01	3,9000E-02	7
3,0100E 00	2,2534E-05	5,5334E-02	3,4000E-02	7
4,2000E 00	1,1272E-06	1,5400E-00	6,0000E-02	6
4,8500E 00	2,8842E-05	3,0000E-03	3,7213E-02	7
5,4500E 00	7,3743E-07	3,6136E-04	6,0000E-02	7
5,6000E 00	1,6751E-05	5,8651E-01	6,0000E-02	7
6,2100E 00	3,5605E-05	1,8351E-01	6,0000E-02	7
6,3817E 00	1,2637E-04	9,0000E-03	3,2901E-02	8
6,9599E 00	2,1845E-07	2,6850E-01	6,0000E-02	6
7,0772E 00	5,8839E-05	2,8000E-02	2,8532E-02	8
7,5500E 00	1,7860E-06	1,5400E-00	6,0000E-02	8
7,7000E 00	1,8037E-06	3,9361E-04	6,0000E-02	6
8,7900E 00	5,5772E-04	8,8271E-02	2,6000E-02	7
8,9700E 00	3,8935E-05	6,5000E-01	3,5000E-02	6
9,2900E 00	8,3926E-05	8,2974E-02	3,9000E-02	7
9,7300E 00	2,5374E-05	1,9941E-01	6,0000E-02	7
1,0182E 01	3,1259E-05	6,0084E-02	6,0000E-02	7
1,0800E 01	3,8632E-05	7,3418E-01	6,0000E-02	7
1,1666E 01	3,2122E-04	5,0000E-03	4,3458E-02	8
1,2390E 01	5,0029E-04	2,3000E-02	2,2109E-02	6
1,2430E 01	1,1115E-04	5,6970E-04	6,0000E-02	8
1,2860E 01	2,8715E-05	7,1629E-02	4,9000E-02	7
1,3280E 01	1,9628E-05	8,1966E-02	6,0000E-02	7
1,3690E 01	1,4835E-05	3,5248E-02	4,0000E-02	7
1,3996E 01	2,8110E-04	4,3957E-01	6,0000E-02	6
1,4540E 01	5,0148E-05	1,0000E-02	2,5261E-02	6
1,5400E 01	1,1333E-04	3,6821E-02	3,2000E-02	7
1,5510E 01	5,7078E-06	1,2900E-01	6,0000E-02	6
1,6080E 01	1,7942E-04	1,2000E-02	2,7795E-02	7
1,6660E 01	1,4077E-04	9,8743E-02	3,7000E-02	8
1,7220E 01	4,6241E-06	2,3583E-02	6,0000E-02	6
1,8063E 01	1,9604E-04	9,6434E-02	5,4000E-02	6
1,8120E 01	4,6061E-06	6,3151E-01	2,0001E-02	8
1,8960E 01	4,7500E-05	4,3000E-02	4,8000E-02	7
1,9297E 01	1,4650E-03	5,3200E-02	3,5000E-02	8
1,9320E 01	1,1868E-04	2,2000E-01	3,5000E-02	6
2,0080E 01	5,5432E-05	7,0548E-01	6,0000E-02	8
2,0170E 01	3,6663E-05	9,9962E-02	6,0000E-02	6
2,0610E 01	8,1565E-05	2,7000E-02	2,9024E-02	7
2,0910E 01	7,0877E-06	1,5400E-00	6,0000E-02	6
2,1060E 01	7,4500E-04	2,4000E-02	4,2000E-02	7
2,2050E 01	2,4096E-06	1,2667E-04	6,0000E-02	6
2,2940E 01	2,1581E-04	2,6000E-02	3,0752E-02	7
2,3420E 01	3,7080E-04	3,0000E-03	2,0174E-02	7
2,3630E 01	4,1229E-04	1,5982E-01	6,0000E-02	7
2,4250E 01	1,6256E-04	4,3088E-02	6,0000E-02	7
2,4370E 01	7,8204E-05	1,7755E-01	6,0000E-02	7
2,4900E 01	4,8937E-06	1,7000E-02	2,0080E-02	8
2,5200E 01	3,4671E-04	8,6391E-01	6,0000E-02	7
2,5590E 01	2,7068E-04	2,8733E-01	5,0000E-02	7
2,6480E 01	2,0118E-04	8,7478E-02	3,2000E-02	7
2,6790E 01	5,8668E-05	2,7997E-01	2,0001E-02	6
2,7150E 01	3,7173E-05	2,5097E-02	3,5000E-02	8

Продолжение табл. 2.1

$E_r, \text{эВ}$	$g_{\Gamma_n}, \text{эВ}$	$\Gamma_f, \text{эВ}$	$\Gamma_{\gamma}, \text{эВ}$	2J
2,7800E 01	3,4000E-04	8,5000E-02	4,4000E-02	7
2,8000E 01	1,7645E-05	7,6586E-01	6,0000E-02	6
2,8380E 01	1,0131E-04	9,7661E-02	6,0000E-02	7
2,8710E 01	1,5723E-05	5,9854E-02	5,6000E-02	7
2,9000E 01	3,2041E-06	1,2930E-04	6,0000E-02	6
2,9649E 01	8,7301E-05	1,0000E-02	2,2035E-02	8
3,0590E 01	9,3508E-05	7,0244E-02	3,7000E-02	7
3,0860E 01	2,6818E-04	7,0000E-03	2,0241E-02	7
3,1550E 01	5,8678E-06	5,7390E-04	6,0000E-02	8
3,2020E 01	2,2360E-04	4,5314E-02	2,0000E-02	8
3,2080E 01	6,4150E-04	2,0000E-02	2,1690E-02	6
3,3530E 01	9,1000E-04	2,2000E-02	3,6200E-02	7
3,3650E 01	2,2913E-05	1,1858E-04	6,0000E-02	6
3,4350E 01	1,0074E-03	1,0000E-02	2,0226E-02	7
3,4400E 01	1,1437E-04	7,3000E-01	3,5200E-02	6
3,4830E 01	3,9575E-04	8,8857E-02	4,5200E-02	7
3,5110E 01	2,7173E-04	1,4371E-01	6,0000E-02	8
3,5187E 01	2,0164E-03	1,0217E-01	4,2000E-02	8
3,6400E 01	5,8346E-04	3,9003E-00	6,0000E-02	7
3,7200E 01	1,4060E-08	2,5581E-01	6,0000E-02	6
3,7500E 01	4,6895E-06	5,8263E-04	6,0000E-02	7
3,8080E 01	2,4636E-05	1,6422E-01	6,0000E-02	6
3,8300E 01	1,1344E-04	1,2166E-01	2,4000E-02	7
3,9410E 01	1,2500E-03	5,4000E-02	3,8000E-02	7
3,9900E 01	9,3986E-05	4,2357E-02	2,0000E-02	7
4,0540E 01	2,1636E-04	2,0201E-01	4,0000E-02	7
4,1365E 01	3,0593E-04	3,7764E-01	6,7455E-02	8
4,1590E 01	1,1200E-04	1,3400E-01	3,1000E-02	7
4,1880E 01	7,0000E-04	2,4000E-02	4,7000E-02	7
4,2230E 01	1,3952E-04	5,1846E-02	2,1000E-02	7
4,2460E 01	4,3658E-05	3,6516E-01	2,0001E-02	6
4,2700E 01	1,7788E-04	9,0000E-03	4,4471E-02	7
4,3390E 01	3,5000E-04	2,4000E-02	4,4000E-02	7
4,3900E 01	8,5000E-05	7,5000E-02	2,8000E-02	7
4,3970E 01	1,7000E-04	2,3000E-01	2,0000E-02	7
4,4600E 01	4,6500E-04	1,4600E-01	4,0000E-02	7
4,5000E 01	3,1624E-04	4,3097E-01	2,1001E-02	7
4,5790E 01	9,4200E-05	7,9000E-02	2,6000E-02	7
4,6790E 01	3,0393E-04	4,3696E-02	2,3000E-02	7
4,6900E 01	7,5332E-05	4,6000E-01	3,5000E-02	6
4,7010E 01	4,7222E-04	8,4919E-02	4,1000E-02	7
4,7970E 01	4,8231E-04	3,7285E-02	4,0000E-02	8
4,8300E 01	4,7741E-04	1,9262E-01	3,8000E-02	6
4,8550E 01	5,3652E-05	1,5399E-00	6,0000E-02	8
4,8739E 01	4,7133E-04	5,3492E-02	3,0000E-02	6
4,9418E 01	5,3820E-04	1,2000E-02	4,1955E-02	8
5,0110E 01	1,0818E-04	9,0000E-03	2,2245E-02	7
5,0400E 01	2,1414E-04	1,9000E-02	2,0028E-02	8
5,0510E 01	2,9749E-04	4,6583E-02	2,8000E-02	6
5,0780E 01	3,3127E-04	1,5792E-00	2,0022E-02	6
5,1110E 01	9,1749E-05	5,5660E-01	2,0001E-02	6
5,1270E 01	1,7737E-03	1,2278E-01	5,3000E-02	7
5,1720E 01	1,3218E-04	4,8176E-02	6,0000E-02	7
5,2220E 01	1,2958E-03	3,7634E-01	2,0001E-02	7
5,2900E 01	5,0913E-05	1,5399E-00	6,0000E-02	8
5,3440E 01	2,5089E-04	9,4285E-02	3,5000E-02	7
5,4180E 01	9,3192E-05	1,6491E-01	6,0000E-02	7

Продолжение табл. 2.1

$E_r, \text{эВ}$	$g_{\Gamma_n}, \text{эВ}$	$\Gamma_f, \text{эВ}$	$\Gamma_{\gamma}, \text{эВ}$	2J
5,4920E 01	1,2383E-04	6,9585E-02	2,0000E-02	6
5,5080E 01	1,3311E-03	4,1699E-02	4,2000E-02	7
5,5846E 01	5,4991E-04	1,2098E-01	2,9000E-02	8
5,6077E 01	1,6028E-03	6,5857E-01	2,0001E-02	8
5,6200E 01	2,3311E-05	1,5399E-00	6,0000E-02	6
5,6495E 01	2,3058E-03	8,7368E-02	4,0000E-02	8
5,7660E 01	4,2211E-06	1,6400E-00	6,0000E-02	8
5,7800E 01	6,5797E-04	2,6517E-01	4,8000E-02	7
5,8060E 01	6,7879E-04	2,9296E-02	3,1000E-02	7
5,8680E 01	5,8880E-04	9,8111E-02	2,8000E-02	8
5,9781E 01	9,8553E-05	1,7111E-01	4,6000E-02	8
6,0186E 01	4,8709E-04	1,9783E-01	2,8000E-02	6
6,0841E 01	1,6974E-04	6,3287E-02	3,1000E-02	8
6,1125E 01	1,1051E-04	3,5000E-02	2,3638E-02	6
6,1570E 01	8,1740E-04	2,7673E-00	2,0022E-02	7
6,1900E 01	9,4038E-06	1,5400E-00	6,0000E-02	7
6,2400E 01	4,8514E-06	1,0000E-03	2,9324E-02	7
6,3020E 01	2,1261E-05	1,5400E-00	6,0000E-02	7
6,3320E 01	6,4004E-06	1,5400E-00	6,0000E-02	7
6,3560E 01	9,59030E-04	9,5098E-01	3,4000E-02	6
6,3800E 01	1,5158E-05	1,5261E-01	2,0001E-02	8
6,4290E 01	6,25000E-04	8,0000E-03	4,5200E-02	7
6,5010E 01	6,8534E-05	1,5399E-00	6,0000E-02	8
6,5790E 01	1,9780E-04	3,4002E-02	6,2069E-02	8
6,6140E 01	7,7260E-05	6,4174E-02	6,0000E-02	8
6,6400E 01	1,6060E-04	2,1000E-02	2,2388E-02	8
6,6520E 01	1,0758E-06	5,3315E-01	6,0000E-02	6
6,7250E 01	3,2589E-05	1,2090E-02	6,0000E-02	7
6,8530E 01	4,7729E-05	4,1376E-02	6,0000E-02	7
6,9293E 01	8,0278E-05	1,6520E-02	5,9000E-02	6
6,9450E 01	1,1583E-04	8,9737E-01	2,0001E-02	6
7,0170E 01	8,7061E-05	2,0132E-01	2,0001E-02	8
7,0400E 01	1,1547E-03	8,4404E-02	3,9000E-02	7
7,0550E 01	3,8836E-03	1,4881E-00	5,2005E-02	8
7,0830E 01	1,5026E-04	2,9000E-02	2,0350E-02	6
7,1530E 01	1,8993E-04	5,9293E-02	2,1000E-02	7
7,2400E 01	1,3620E-03	1,1982E-01	3,7000E-02	7
7,2910E 01	1,4378E-04	3,6035E-01	2,5000E-02	7
7,4544E 01	1,3298E-03	4,8471E-02	4,5000E-02	8
7,4620E 01	4,2446E-05	3,4157E-01	2,0001E-02	8
7,5180E 01	5,8218E-04	3,6262E-01	5,9000E-02	8
7,5541E 01	6,2889E-04	2,0929E-01	2,9000E-02	8
7,6300E 01	4,8042E-05	1,5399E-00	6,0000E-02	8
7,6750E 01	2,5218E-05	2,1000E-02	2,2474E-02	7
7,7490E 01	5,0500E-04	1,0700E-01	3,9000E-02	7
7,8110E 01	5,5067E-04	8,5013E-02	4,4000E-02	7
7,8250E 01	1,3639E-04	1,4983E-00	2,0022E-02	8
7,8700E 01	1,2674E-04	6,3476E-01	6,0000E-02	7
7,9600E 01	4,7767E-05	1,0000E-03	4,7813E-02	6
7,9700E 01	3,2073E-04	8,7607E-02	3,4000E-02	8
8,0370E 01	3,7075E-04	1,3494E-01	3,6000E-02	7
8,0900E 01	4,9307E-05	5,4495E-01	6,0000E-02	8
8,1435E 01	4,7124E-04	8,6309E-02	3,6000E-02	8
8,2700E 01	8,0151E-04	1,6905E-02	6,0000E-02	6
8,2750E 01	2,3435E-05	2,1832E-04	6,0000E-02	8
8,3590E 01	5,8222E-04	5,0494E-02	6,0000E-02	7
8,4050E 01	1,0341E-03	2,3856E-01	3,3000E-02	7

Продолжение табл. 2.1

$E_r, \text{эВ}$	$\Gamma_n, \text{эВ}$	$\Gamma_f, \text{эВ}$	$\Gamma_y, \text{эВ}$	Z
8,4370E 01	8,7654E-04	2,0177E-01	2,2000E-02	7
8,4800E 01	1,0705E-04	3,7215E-01	6,000 E-02	8
8,5040E 01	4,9235E-04	2,8898E-01	3,7000E-02	7
8,5570E 01	8,4768E-04	1,1843E-00	4,4009E-02	7
8,6141E 01	5,3903E-05	1,5399E-00	6,0000E-02	8
8,6800E 01	9,4579E-05	8,0000E-03	3,4195E-02	6
8,6900E 01	7,5585E-05	7,9810E-02	2,4000E-02	8
8,7540E 01	2,3341E-04	1,7370E-01	6,0000E-02	7
8,8200E 01	1,8604E-06	4,3654E-02	6,0000E-02	8
8,8750E 01	1,5365E-03	4,7177E-01	3,9000E-02	7
8,9110E 01	6,4963E-05	1,7000E-02	2,0538E-02	7
8,9800E 01	3,0378E-04	9,2864E-02	3,9000E-02	7
8,9900E 01	1,8741E-03	1,9339E-02	6,0000E-02	8
9,0400E 01	2,4150E-03	9,4000E-03	4,6000E-02	7
9,1280E 01	1,3846E-03	2,8170E-01	2,8000E-02	7
9,2080E 01	3,7122E-04	8,2364E-02	6,0000E-02	7
9,2200E 01	3,5048E-05	1,5799E 00	2,0022E-02	6
9,2600E 01	1,1988E-03	4,2449E-02	4,8000E-02	7
9,3230E 01	1,2805E-04	6,2632E-02	2,7000E-02	7
9,4120E 01	1,9315E-03	8,8403E-03	6,0000E-02	7
9,4700E 01	1,7691E-04	3,4033E-02	4,5000E-02	8
9,4900E 01	7,4839E-05	1,7277E-01	2,001E-02	6
9,5200E 01	4,8785E-05	8,2577E-02	6,0000E-02	8
9,5580E 01	6,8335E-04	5,8334E-01	2,6000E-02	7
9,5700E 01	6,8822E-06	2,9000E-02	2,0334E-02	6
9,6090E 01	6,7157E-05	1,5271E-01	2,001E-02	8
9,6500E 01	3,1447E-04	3,2300E-01	2,3000E-02	8
9,7900E 01	5,7798E-05	1,5408E-04	6,0000E-02	8
9,8130E 01	1,2161E-03	1,8670E-01	2,6000E-02	7
9,9518E 01	2,4420E-04	1,8846E-01	6,0000E-02	6

ных резонансов: отрицательный резонанс (-1,4 эВ) и три резонанса выше 100 эВ. Параметры этих уровней в процессе работы не изменялись.

2.4. ПАРАМЕТРИЗАЦИЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Для решения задачи параметризации одновременно трех типов сечений (σ_t , σ_f и σ_{ny}) с добавлением гладкого файла была создана на языке ФОРТРАН программа RPSFC, которая предназначена для ЕС ЭВМ. Исходными данными для программы являются наборы экспериментальных данных по указанным типам сечений, информация об условиях эксперимента (температура образца, энергетическое разрешение), коэффициенты нормировки и энергетического сдвига, набор исходных резонансных параметров, характеристики ядра (атомный номер, спин, сечение потенциального рассеяния), а также служебная информация, необходимая для работы программы. Программа позволяет проводить параметризацию на основе формализмов Брейта — Вигнера и Адлер-Адлера с последующим расчетом гладкого файла и выдает информацию, позволяющую оценить качество параметров. Исходный набор резонансов может задаваться в

Таблица 2.2 Сравнение расчетных данных настоящей оценки и работы [42], полученных по параметрам Брейта — Вигнера, с экспериментальными данными (σ_t [17, 27], σ_f [23, 34, 35], σ_{ny} [26, 36])

$E_1, \text{эВ}$	$E_2, \text{эВ}$	$\Delta\sigma_t, \% \text{ из данной работы}$	$\Delta\sigma_t, \% [42]$	$\Delta\sigma_f, \% \text{ из данной работы}$	$\Delta\sigma_f, \% [42]$	$\Delta\sigma_{ny}, \% \text{ из данной работы}$	$\Delta\sigma_{ny}, \% [42]$
0,0	0,715	3,5	5,01	4,4	6,9	12,09	13,30
0,715	1,5882	11,24	13,37	22,93	27,52	20,32	20,01
1,5882	2,4682	12,01	14,28	15,82	19,72	16,27	17,68
2,4682	3,02	9,26	14,37	16,29	29,46	23,64	14,21
3,02	3,375	2,78	8,00	5,89	13,37	16,05	10,87
3,375	3,905	16,52	19,11	59,63	63,43	16,75	14,41
3,905	4,525	18,5	14,40	146,96	114,08	22,53	22,39
4,525	5,15	9,1	6,73	47,06	47,69	12,64	16,67
5,15	5,525	5,67	8,86	17,17	22,95	22,61	27,30
5,525	5,905	2,52	8,86	6,72	22,95	13,11	27,30
5,905	6,2955	2,73	15,78	8,29	22,10	8,46	6,25
6,2955	6,6658	5,07	9,12	46,12	52,96	20,29	16,34
6,6658	7,0136	4,74	7,32	54,16	56,87	29,84	20,82
7,0136	7,3136	3,31	6,00	36,42	35,76	24,72	19,32
7,3136	7,625	9,35	31,72	82,99	115,16	36,24	17,45
7,625	8,245	31,48	32,24	153,36	189,16	35,7	30,09
8,245	8,88	11,01	25,25	36,49	55,34	21,02	32,99
8,88	9,13	10,96	18,63	39,22	16,87	15,74	19,96
9,13	9,51	4,99	10,74	12,87	10,73	7,88	16,07
9,51	9,956	2,99	18,96	8,00	18,09	26,67	40,35
9,956	10,49	6,03	14,91	17,50	25,07	28,09	32,85
10,49	11,233	3,86	32,80	11,82	51,78	59,73	64,54
11,233	12,028	12,71	17,91	19,63	33,49	40,39	28,39
12,028	12,41	23,35	16,44	24,22	17,36	22,12	33,74
12,41	12,645	3,69	9,98	8,85	14,69	27,47	23,44
12,645	13,07	5,04	8,10	4,86	31,84	31,80	23,81
13,07	13,485	3,32	17,68	7,65	6,88	40,65	137,89
13,485	13,843	2,44	7,47	8,92	17,63	79,50	68,32
13,843	14,268	2,42	20,16	9,60	9,16	81,62	24,69
14,268	14,97	5,50	11,88	22,80	33,43	48,75	35,60
14,97	15,455	9,82	6,90	10,99	12,55	36,43	34,08
15,455	15,795	3,85	12,49	57,24	90,79	40,33	35,3
15,795	16,37	9,51	12,96	49,88	78,31	41,47	28,21
16,37	16,94	12,27	11,82	56,01	58,46	21,22	20,52
16,94	17,641	8,58	8,40	19,29	26,59	45,94	48,32
17,641	18,091	4,02	6,25	18,54	23,74	47,11	25,29
18,091	18,54	13,94	11,78	10,27	7,51	47,62	16,61
18,54	19,128	14,38	15,9	20,43	20,37	18,02	20,64
19,128	19,308	7,57	7,36	24,71	24,26	32,90	32,9
19,308	19,70	5,13	6,86	7,15	7,25	20,02	20,86
19,70	20,125	3,26	14,54	11,92	13,97	14,10	30,25
20,125	20,39	10,98	13,07	33,06	10,26	18,16	32,96
20,39	20,76	11,45	8,29	17,94	15,13	27,82	15,52
20,76	20,985	412,96	396,9	24,42	32,61	29,8	23,26
20,985	21,555	5,99	7,96	9,42	12,30	22,57	21,42
21,555	22,495	3,73	3,68	24,38	42,37	24,06	34,65
22,495	23,18	6,13	7,50	9,86	30,09	20,58	18,43
23,18	23,525	9,98	18,44	5,52	46,23	16,02	22,25
23,525	23,94	5,07	12,72	3,82	20,25	29,89	16,16
23,94	24,31	16,91	32,79	40,58	41,78	20,21	63,91
24,31	24,635	4,28	32,79	7,16	41,78	8,75	63,91
24,635	25,05	5,61	28,04	8,73	25,04	387,64	142,72
25,05	25,395	4,29	12,02	7,76	13,95	240,21	339,05
25,395	26,035	6,48	25,29	16,6	63,29	361,69	177,33

Продолжение табл. 2.2

E_1 , эВ	E_2 , эВ	$\Delta\sigma_f$, % из данной работы	$\Delta\sigma_f$, % [42]	$\Delta\sigma_f$, % из данной работы	$\Delta\sigma_f$, % [42]	$\Delta\sigma_{пл}$, % из данной работы	$\Delta\sigma_{пл}$, % [42]
26,035	26,635	14,58	57,41	46,0	112,16	47,24	65,48
26,635	26,97	7,17	11,61	12,18	10,83	32,05	62,68
26,97	27,475	2,27	8,23	27,22	35,31	35,09	21,33
27,475	27,90	9,97	13,4	65,66	83,75	17,71	12,98
27,90	28,19	11,16	8,65	7,07	15,78	10,21	25,89
28,19	28,545	10,26	4,54	11,66	23,59	24,9	20,44
28,545	28,855	6,52	5,73	8,4	25,32	11,73	13,14
28,855	29,324	4,58	8,03	25,98	81,68	26,03	37,49
29,324	30,119	9,35	9,28	41,55	51,97	38,42	32,63
30,119	30,725	7,75	6,63	24,71	33,98	41,75	34,24
30,725	31,205	16,02	26,17	32,48	65,22	38,62	26,23
31,205	31,785	6,23	20,12	132,19	191,29	37,98	26,52
31,785	32,05	13,86	45,25	9,02	40,75	30,69	61,39
32,05	32,805	8,27	8,11	57,75	52,54	42,54	31,92
32,805	33,59	23,72	26,53	149,67	135,11	26,81	23,99
33,59	34,00	38,43	28,03	26,42	29,08	12,95	26,35
34,00	34,375	23,71	18,99	23,95	28,95	32,74	5,33
34,375	34,615	12,79	18,25	27,10	10,65	21,80	4,36
34,615	34,97	16,91	12,52	9,03	29,86	9,54	14,14
34,97	35,148	15,78	36,52	17,59	50,47	9,67	11,31
35,148	35,793	14,93	18,03	19,07	28,07	13,74	16,71
35,793	36,80	1107,1	956,63	13,93	36,52	59,55	79,04
36,80	37,35	7,50	18,77	35,66	20,69	70,15	130,63
37,35	37,79	2,51	7,79	13,06	10,09	31,77	26,79
37,79	38,19	3,62	4,77	11,96	16,92	30,03	28,49
38,19	38,855	4,44	8,99	20,56	30,61	62,15	52,19
38,855	39,655	32,64	31,25	27,91	22,17	13,04	10,42
39,655	40,22	12,55	20,61	10,23	39,16	19,0	12,84
40,22	40,952	9,46	18,5	16,18	34,62	22,20	17,99
40,952	41,477	2,54	15,46	5,97	25,54	13,03	19,67
41,477	41,735	21,05	19,98	11,56	9,07	24,19	17,61
41,735	42,055	31,36	30,59	20,72	13,71	7,26	7,45
42,055	42,345	32,33	31,79	5,55	8,08	12,01	12,35
42,345	42,58	21,38	20,34	13,91	7,80	12,38	18,58
42,58	43,045	20,05	15,44	14,75	19,91	17,69	22,42
43,045	43,645	25,16	21,06	11,19	15,65	10,43	16,36
43,645	43,935	23,22	—	9,8	—	11,68	—
43,935	44,285	17,99	17,24	6,65	11,88	13,69	9,65
44,285	44,80	9,03	9,59	6,72	7,23	20,34	16,64
44,80	45,395	3,04	7,98	5,57	10,11	34,77	31,85
45,395	46,29	8,19	13,45	27,82	33,00	22,14	23,19
46,29	46,845	14,53	19,90	22,82	34,63	33,48	19,98
46,845	46,955	5,15	11,35	4,33	5,42	52,43	26,45
46,955	47,49	21,52	20,21	10,53	7,27	18,91	19,50
47,49	48,135	24,39	16,72	12,9	7,92	9,71	12,83
48,135	48,425	16,59	16,33	5,56	12,08	47,02	94,59
48,425	48,644	16,14	12,45	76,09	54,23	60,13	70,42
48,644	49,078	11,16	8,55	64,34	42,87	14,23	14,21
49,078	49,764	40,69	34,85	18,75	30,46	28,80	16,78
49,764	50,255	2,23	6,6	30,89	14,30	15,68	19,77
50,255	50,455	12,00	25,96	18,59	17,86	7,41	19,39
50,455	50,645	12,43	17,49	7,54	12,44	7,14	21,52
50,645	50,945	3,67	—	5,81	—	22,38	—
50,945	51,19	5,06	8,59	4,77	9,77	41,36	25,75
51,19	51,495	7,43	5,77	5,88	1,64	13,58	11,74
51,495	51,97	17,06	4,46	13,56	6,74	23,04	5,48
51,97	52,56	4,45	11,56	7,00	12,47	43,56	63,49

Продолжение табл. 2.2

E_1 , эВ	E_2 , эВ	$\Delta\sigma_f$, % из данной работы	$\Delta\sigma_f$, % [42]	$\Delta\sigma_f$, % из данной работы	$\Delta\sigma_f$, % [42]	$\Delta\sigma_{пл}$, % из данной работы	$\Delta\sigma_{пл}$, % [42]
52,56	53,17	15,45	35,5	34,39	61,22	43,25	48,13
53,17	53,81	5,59	13,72	14,89	20,03	15,98	24,20
53,81	54,55	14,14	19,16	26,57	30,35	16,97	19,09
54,55	55,00	5,21	10,53	8,46	18,52	14,21	17,04
55,00	55,463	14,56	15,46	22,08	19,79	14,38	17,67
55,463	55,961	8,76	34,05	13,91	53,46	20,29	16,17
55,961	56,138	4,09	8,96	3,02	10,40	26,23	36,50
56,138	56,347	21,71	3,60	25,90	3,37	14,58	24,39
56,347	57,077	19,54	9,50	25,61	18,61	11,35	7,63
57,077	57,73	39,29	23,76	89,32	33,06	12,78	49,75
57,73	57,93	3,56	71,19	4,08	77,65	21,53	53,01
57,93	58,37	11,86	30,58	21,09	40,40	17,17	17,39
58,37	59,23	6,94	5,68	11,69	13,72	18,59	12,53
59,23	59,983	5,97	14,03	14,55	26,29	24,93	27,96
59,983	60,513	2,76	10,27	4,47	6,24	10,03	66,04
60,513	60,983	3,99	9,70	9,18	16,73	12,64	39,78
60,983	61,347	4,41	22,63	5,51	28,38	9,31	50,14
61,347	61,735	4,58	11,28	12,63	25,42	33,34	149,98
61,735	62,15	11,52	5,86	28,85	12,92	69,74	146,62
62,15	62,71	10,65	5,73	30,83	10,78	40,66	24,90
62,71	63,17	27,53	18,45	63,11	35,52	53,46	29,78
63,17	63,44	16,27	18,45	30,89	35,52	32,20	29,78
63,44	63,68	4,20	2,43	8,11	5,03	27,22	47,73
63,68	64,045	4,73	5,54	4,26	3,98	65,08	114,41
64,045	64,65	15,54	17,23	35,35	53,31	18,22	12,51
64,65	65,40	28,02	211,29	139,00	941,55	34,70	73,07
65,40	65,965	34,02	53,0	85,28	191,38	11,89	15,47
65,965	66,27	65,63	48,08	76,95	93,91	2,71	33,99
66,27	66,46	14,59	21,84	21,59	13,57	8,22	61,71
66,46	66,885	20,19	33,47	139,49	169,41	35,98	59,83
66,885	67,89	32,09	18,43	259,69	113,28	42,12	46,91
67,89	68,911	58,06	6,46	291,45	55,02	27,87	40,29
68,911	69,371	38,90	11,93	105,03	17,93	29,96	30,88
69,371	69,81	82,79	13,55	173,88	19,07	43,63	41,47
69,81	70,285	136,51	79,09	224,73	44,13	22,43	223,89
70,285	70,475	33,96	41,81	58,56	37,87	1,82	41,84
70,475	70,69	16,96	53,15	18,25	53,78	8,50	61,84
70,69	71,18	50,31	20,64	80,84	23,54	15,56	30,21
71,18	71,965	89,46	14,05	258,74	36,21	71,22	88,88
71,965	72,655	35,89	14,45	77,23	19,70	30,03	57,08
72,655	73,727	31,24	6,24	86,61	17,60	27,54	44,56
73,727	74,582	25,22	19,03	65,57	36,64	24,53	49,54
74,582	74,90	6,35	28,58	22,4	10,04	24,88	56,95
74,90	75,36	5,38	19,57	10,86	21,22	16,73	90,13
75,36	75,92	6,17	18,05	14,54	17,39	22,95	43,54
75,92	76,525	27,11	24,08	134,33	132,56	46,64	47,45
76,525	77,12	13,17	80,4	43,73	29,11	35,61	31,38
77,12	77,80	9,96	17,09	33,8	18,56	11,86	32,49
77,80	78,18	6,51	22,55	6,02	17,6	5,80	46,75
78,18	78,475	5,79	18,76	9,52	17,06	17,00	30,36
78,475	79,15	8,97	15,95	16,32	31,45	39,22	51,43
79,15	79,65	4,22	13,11	16,54	16,41	22,69	23,63
79,65	80,035	4,80	16,12	12,52	19,94	11,50	34,75
80,035	80,635	6,52	15,22	12,32	22,75	20,11	26,28
80,635	81,167	4,44	20,9	8,44	39,93	53,32	50,13
81,167	82,067	4,79	4,25	12,39	9,38	14,32	19,64
82,067	82,725	14,80	26,26	26,09	33,61	33,80	50,52

Продолжение табл. 2.2

E_1 , эВ	E_2 , эВ	$\Delta\sigma_f$, % из данной работы	$\Delta\sigma_f$, % [42]	$\Delta\sigma_f$, % из данной работы	$\Delta\sigma_f$, % [42]	$\Delta\sigma_{\text{пл.}}$, % из данной работы	$\Delta\sigma_{\text{пл.}}$, % [42]
82,725	83,17	21,85	46,17	39,58	46,26	24,27	58,43
83,17	83,82	7,23	12,90	14,16	18,68	24,38	19,80
83,82	84,21	2,30	7,51	3,25	8,93	10,42	21,53
84,21	84,585	5,40	26,68	8,56	25,92	14,16	111,86
84,585	84,92	1,86	12,47	3,46	13,84	8,11	46,11
84,92	85,305	3,50	17,88	5,94	27,59	23,22	56,83
85,305	85,855	2,99	22,5	8,63	43,86	30,93	35,09
85,855	86,47	45,99	22,5	101,4	43,86	28,77	35,09
86,47	86,85	19,7	20,75	57,35	38,07	18,95	41,79
86,85	87,22	2,46	14,31	8,81	37,38	52,66	53,88
87,22	87,87	6,21	24,3	10,22	40,19	20,08	43,28
87,87	88,475	3,04	14,35	6,79	16,18	22,17	64,87
88,475	88,93	2,03	10,7	5,63	13,42	84,84	150,89
88,93	89,455	2,72	13,31	3,66	16,82	48,07	75,81
89,455	89,85	3,57	17,42	6,28	20,23	8,89	47,12
89,85	90,15	7,96	26,96	5,36	29,16	22,47	56,48
90,15	90,84	21,11	16,74	9,95	21,28	19,50	16,35
90,84	91,68	3,83	13,24	7,88	25,36	29,94	67,99
91,68	92,14	5,68	15,45	3,83	27,35	10,77	13,22
92,14	92,40	7,91	12,95	18,34	22,48	13,34	16,95
92,40	92,950	13,64	15,38	10,54	15,52	10,71	15,25
92,950	93,675	7,13	8,40	14,02	18,17	14,04	28,89
93,675	94,41	17,03	17,81	22,03	22,73	31,26	26,58
94,41	94,80	17,32	36,75	12,63	29,21	44,52	16,49
94,80	95,05	9,93	14,99	12,69	15,75	24,98	9,40
95,05	95,39	17,61	8,59	28,11	16,13	3,50	64,57
95,39	95,64	1,59	89,02	7,05	69,83	72,13	1215,6
95,64	95,895	2,05	66,76	5,47	55,94	101,66	1688,7
95,895	96,295	3,17	29,83	4,28	11,92	16,85	553,99
96,295	97,20	4,07	17,74	6,61	34,34	94,40	557,78
97,20	98,015	8,08	9,87	15,16	24,14	34,03	30,51
98,015	98,824	5,42	17,70	12,54	41,02	26,21	125,75
98,824	100,00	6,38	12,54	29,47	41,14	34,40	51,12

одной из двух указанных выше форм, причем исходные параметры для формализма Адлер-Адлера могут задаваться в виде Брейта—Вигнера, так как программа обеспечивает необходимый пересчет параметров.

Программа работает следующим образом. Для данного резонанса из всего набора экспериментальных данных выбираются три типа сечений в энергетических точках, лежащих в границах рассчитываемого уровня, затем проводится расчет сечений в этих же точках по параметрам всех уровней, кроме данного. Параметры данного уровня, полученные из условия наилучшего описания экспериментальных данных, ставятся на место исходных, происходит переход к следующему уровню, и цикл повторяется. Параметризация считается законченной, когда параметры перестают изменяться, т. е. два последних расчета параметров для всех резонансов дают один и те же результаты. После этого проводится расчет гладкого файла.

Программа позволяет варьировать способы получения параметров: можно рассчитывать часть параметров, закрепив

остальные, можно менять очередность расчета параметров данного резонанса и т. п. Способ их нахождения определяется в каждом конкретном случае имеющейся у нас информацией о качестве параметров исходного набора. Сечение потенциального рассеяния бралось равным $11,7 \cdot 10^{-28}$ м².

В табл. 2.1 приведены параметры резонансов ²³⁵U, полученные с помощью формализма Брейта—Вигнера. К сечениям, рассчитанным по этим параметрам, необходимо добавить «гладкий файл». В табл. 2.2 дано сравнение расчетных данных, полученных с использованием параметров Брейта—Вигнера, с экспериментальными данными. Видно, что в 70% случаев параметры настоящей работы дают лучшее качество описания экспериментальных данных, чем параметры из работы [42]. Гораздо лучшее описание экспериментальных данных может быть получено с помощью параметров Адлер-Адлера (табл. 2.3 и 2.4).

2.5. ОПРЕДЕЛЕНИЕ СРЕДНИХ РЕЗОНАНСНЫХ ПАРАМЕТРОВ С УЧЕТОМ ПОПРАВКИ НА ПРОПУСК УРОВНЕЙ

Для оценки средних параметров применяются методы, дающие часто не совпадающие значения даже для одного и того же набора параметров [43]. Причинами расхождения служат в основном пропуски слабых резонансов и резонансов по мультиплетности.

Способы, применяемые в настоящее время для оценки средних параметров из данных по разрешенным резонансам, можно разделить на четыре группы: моделирование набора резонансных параметров по методу Монте-Карло; метод оценки по энергетическому положению уровней (метод Δ_3 -статистики) [44]; методы, основанные на применении свойств распределения нейтронных ширин [42, 45, 46]; метод, использующий свойства распределения нейтронных ширин резонансов и расстояний между ними [47]. Методы [45—47] превосходят методы [42—44] с точки зрения учета экспериментальных условий (энергетической зависимости порога регистрации резонансов, диффузности порога), объема части исходной выборки, непосредственно используемой для оценки, и объема используемой информации о статистических свойствах набора резонансных параметров. По-видимому, наиболее надежным методом определения средних параметров является метод, развитый Фрэнгером [47], так как он позволяет вводить поправки на пропуск резонансов из-за малости нейтронных ширин и из-за мультиплетности пиков.

Использование методов [44—47] для обработки экспериментальных данных для ²³⁵U в области энергий разрешенных резонансов [42], в которых проведено разделение спинов резонансов, дало следующие результаты по области 0—70 эВ: $\langle D \rangle = 0,491 \pm 0,035$ эВ с использованием метода [44]; $\langle D \rangle = 0,447 \pm 0,036$ эВ по методу [42]; $\langle D \rangle = 0,448 \pm 0,011$ эВ, $\langle g\Gamma_n^0 \rangle = (3,93 \pm 0,38) \times 10^{-5}$ эВ, $\langle S_0 \rangle = (0,88 \pm 0,09) \cdot 10^{-4}$ с использованием метода [45]; $\langle D \rangle = 0,445 \pm 0,016$ эВ, $\langle g\Gamma_n^0 \rangle = (4,17 \pm 0,40) \cdot 10^{-5}$ эВ, $\langle S_0 \rangle = (0,94 \pm 0,09) \cdot 10^{-4}$ по методу, развитому в работе [47]. Приве-

Таблица 2.3. Параметры резонансов для ^{235}U , полученные по формализму Адлер-Адлера

E_r	Γ	G_t	H_t	G_f	H_f	G_y	H_y
1	2	3	4	5	6	7	8
-1.4900E 00	2,3768E-01	3,0126E-03	0,0	2,6903E-03	0,0	2,8086E-04	0,0
2.9000E-01	9,5263E-02	4,3642E-06	-4,4082E-08	2,6041E-06	-2,6304E-08	2,2628E-06	1,4541E-08
1.1400E 00	1,4818E-01	1,3316E-05	1,3451E-07	9,1548E-06	9,2473E-08	3,2332E-06	-3,2658E-08
2.0365E 00	4,1055E-02	4,6838E-06	-2,2294E-08	9,3303E-07	9,4245E-09	3,9873E-06	-4,0276E-08
2.9000E 00	1,3326E-01	1,3086E-06	-1,3218E-08	1,2385E-06	-1,2511E-08	2,1091E-07	2,1304E-09
3.1400E 00	1,5289E-01	1,3282E-05	-1,3417E-07	1,0222E-05	1,0325E-07	3,4287E-06	-3,4634E-08
3.6100E 00	8,9379E-02	2,3589E-05	2,3827E-07	1,4383E-05	1,4528E-07	9,3769E-06	-9,4716E-08
4.2090E 00	1,6000E 00	1,0000E-08	-1,0101E-10	1,0000E-08	-1,0101E-10	2,5429E-06	-2,5686E-08
4.8500E 00	4,0271E-02	2,6161E-05	2,6425E-07	2,2821E-06	2,3052E-08	2,3977E-05	-2,4219E-07
5.4500E 00	6,0363E-02	6,7365E-07	6,8045E-09	6,6713E-07	-6,7387E-09	9,2744E-07	9,3680E-09
5.6000E 00	6,4654E-01	1,2235E-05	1,2359E-07	1,2960E-05	-1,3091E-07	1,0528E-06	1,0635E-08
6.2100E 00	2,4358E-01	2,6912E-05	2,7184E-07	1,8699E-05	1,8888E-07	9,0179E-06	-9,1090E-08
6.3817E 00	4,2126E-02	1,0001E-04	-3,8979E-07	2,3457E-05	2,3693E-07	7,6942E-05	-7,7719E-07
6.9500E 00	3,2850E-01	1,0000E-08	-1,0101E-10	1,0000E-08	-1,0101E-10	2,0912E-06	2,1123E-08
7.0772E 00	5,6637E-02	4,3748E-05	3,4437E-07	2,3981E-05	2,4223E-07	2,3372E-05	-2,3608E-07
7.5500E 00	1,6000E 00	1,0000E-08	-1,0101E-10	1,0000E-08	-1,0101E-10	3,6905E-06	3,7278E-08
7.7000E 00	6,0398E-02	1,0000E-08	1,0101E-10	1,0000E-08	1,0101E-10	1,9133E-07	-1,9326E-09
8.7900E 00	1,1539E-01	3,6558E-04	3,6927E-06	3,0312E-04	-3,0618E-06	7,9495E-05	-8,0298E-07
8.9700E 00	6,8509E-01	7,5945E-05	-7,6713E-07	1,0000E-08	-1,0101E-10	1,9052E-05	1,9245E-07
9.2900E 00	1,2214E-01	4,9081E-05	-4,9576E-07	4,1411E-05	-4,1830E-07	1,4498E-05	-1,4642E-07
9.7300E 00	2,5946E-01	1,3494E-05	7,8570E-08	1,3061E-05	8,5071E-08	2,4948E-06	-2,5200E-08
1,0182E 01	9,8146E-02	1,9173E-05	-1,9366E-07	1,4244E-05	-1,4387E-07	7,4454E-06	-7,5206E-08
1,0800E 01	7,9426E-01	1,8576E-05	-3,5977E-08	1,8065E-05	-1,8248E-07	9,4173E-06	-9,5124E-08
1,1666E 01	4,9029E-02	1,9452E-04	4,5217E-07	1,9532E-05	1,9730E-07	1,5730E-04	-1,5889E-06
1,2390E 01	4,6253E-02	2,7958E-04	2,8241E-06	1,0537E-04	1,0643E-06	3,9441E-05	3,9840E-07
1,2430E 01	6,0767E-02	7,6686E-05	-2,2224E-07	1,9694E-05	-1,9893E-07	1,4859E-04	-1,5009E-06
1,2860E 01	1,2069E-01	1,9896E-05	2,0097E-07	1,0971E-05	1,1082E-07	3,2684E-06	3,3014E-08
1,3280E 01	1,4201E-01	1,2637E-05	1,2765E-07	7,4770E-06	7,5525E-08	3,4600E-06	-3,4950E-08
1,3690E 01	7,5278E-02	8,3102E-06	-8,3941E-08	4,9825E-06	-5,0328E-08	1,5678E-06	-1,5837E-08
1,3996E 01	5,0021E-01	1,5402E-04	-8,5769E-07	1,1964E-04	-1,2085E-06	8,2713E-06	8,3548E-08
1,4540E 01	3,5376E-02	2,6535E-05	2,6803E-07	7,2238E-06	7,2968E-08	1,6680E-05	-1,6849E-07

1,5400E 01	6,9048E-02	5,7021E-05	-5,7597E-07	2,6434E-05	2,6701E-07	1,4569E-05	-1,4716E-07
1,5510E 01	1,8901E-01	5,4010E-06	5,4555E-08	2,1066E-06	2,1279E-08	1,7568E-05	1,7745E-07
1,6080E 01	4,0154E-02	8,9918E-05	-9,0826E-07	2,6798E-05	-2,7068E-07	5,3046E-05	-5,3582E-07
1,6660E 01	1,3599E-01	6,8239E-05	-6,8928E-07	4,3106E-05	-4,3541E-07	1,5214E-05	1,5367E-07
1,7220E 01	8,3594E-02	1,5098E-06	1,5250E-08	5,1414E-07	5,1934E-09	1,0624E-06	1,0731E-08
1,8063E 01	1,5088E-01	8,9394E-05	9,0297E-07	5,3183E-05	-4,6034E-07	1,4700E-05	1,4848E-07
1,8120E 01	6,5152E-01	5,9891E-06	-6,0496E-08	6,8533E-06	-6,9225E-08	1,0000E-08	1,0101E-10
1,8960E 01	9,1095E-02	2,7296E-05	2,7571E-07	1,0000E-08	1,0101E-10	1,0000E-08	1,0101E-10
1,9297E 01	9,0804E-02	7,5850E-04	-7,6616E-06	2,5621E-04	-2,5880E-08	1,0000E-08	-1,0101E-10
1,9320E 01	2,5527E-01	1,0000E-08	1,0101E-10	1,5088E-04	1,5241E-06	3,6209E-04	3,6574E-06
2,0080E 01	7,6558E-01	3,2616E-05	3,2945E-07	4,3592E-06	-4,4032E-08	1,0000E-08	-1,0101E-10
2,0170E 01	1,6005E-01	1,0280E-05	1,0384E-07	9,5743E-06	9,6710E-08	1,3333E-06	-1,3467E-08
2,0610E 01	5,6187E-02	3,3872E-05	-3,4215E-07	1,6321E-05	-1,6486E-07	1,3074E-05	-1,3207E-07
2,0910E 01	1,6000E-00	1,0000E-08	-1,0101E-10	1,0000E-08	1,0101E-10	1,0000E-08	1,0101E-10
2,1060E 01	6,7490E-02	3,5963E-04	-3,6326E-06	1,1246E-04	-1,1360E-06	1,8476E-04	-1,8663E-06
2,2050E 01	6,0132E-02	1,0000E-08	-1,0101E-10	1,0000E-08	1,0101E-10	1,0852E-06	-1,0962E-08
2,2940E 01	5,7184E-02	8,7075E-05	8,7955E-07	3,9936E-05	-1,4293E-07	4,0431E-05	-4,0839E-07
2,3420E 01	2,3916E-02	1,4906E-04	1,5057E-06	1,9856E-05	2,0057E-07	1,1260E-04	-1,1379E-06
2,3630E 01	2,2064E-01	1,7371E-04	-7,8421E-07	1,1859E-04	-1,1979E-06	4,3525E-05	4,3964E-07
2,4250E 01	1,0341E-01	6,7201E-05	-6,7880E-07	1,4322E-05	-1,4467E-07	3,1645E-05	-3,1964E-07
2,4370E 01	2,3771E-01	3,0448E-05	-3,0756E-07	2,8967E-05	2,9249E-07	1,2475E-05	1,2601E-07
2,4900E 01	3,7089E-02	1,7258E-07	1,7432E-09	1,0000E-08	1,0101E-10	1,0000E-08	-1,0101E-10
2,5200E 01	9,2460E-01	1,4937E-04	-1,5124E-06	1,2093E-04	-1,2215E-06	1,0000E-08	1,0101E-10
2,5590E 01	3,3787E-01	1,0226E-04	4,6163E-07	7,9346E-05	8,0147E-07	3,1287E-06	-3,1603E-08
2,6480E 01	1,1988E-01	7,6328E-05	-7,7099E-07	4,9534E-05	-5,0035E-07	1,0978E-05	1,1089E-07
2,6790E 01	3,0011E-01	2,7203E-05	2,7478E-07	2,1711E-05	2,1930E-07	1,4348E-06	1,4493E-08
2,7150E 01	6,0163E-02	1,2864E-05	9,3560E-08	3,7160E-06	3,7536E-08	3,8594E-06	-3,8984E-08
2,7800E 01	1,2968E-01	1,4366E-04	-1,4511E-06	5,4660E-05	-5,5212E-07	3,0276E-05	-3,0582E-07
2,8000E 01	8,2590E-01	1,0000E-08	-1,0101E-10	2,8119E-05	2,8403E-07	2,1373E-05	2,1589E-07
2,8380E 01	1,5786E-01	3,6086E-05	3,6450E-07	1,6498E-05	7,4200E-08	6,7429E-06	6,8111E-08
2,8710E 01	1,1589E-01	5,8924E-06	-5,9520E-08	1,3884E-06	1,4024E-08	1,3508E-06	-1,3655E-08
2,9000E 01	6,0137E-02	1,0000E-08	1,0101E-10	1,0000E-08	1,0101E-10	9,9906E-07	-1,0092E-08
2,9649E 01	3,2190E-02	3,9819E-05	2,9207E-07	8,1874E-06	8,2701E-08	1,8373E-05	-1,8558E-07
3,0590E 01	1,0743E-01	3,2411E-05	3,2738E-07	1,8831E-05	-1,9021E-07	6,4841E-06	6,5496E-08
3,0860E 01	2,7777E-02	9,5492E-05	-4,5698E-07	2,4288E-05	2,4533E-07	6,1194E-05	-6,1812E-07
3,1550E 01	6,0584E-02	1,0000E-08	-1,0101E-10	1,0000E-08	-1,0101E-10	2,1006E-06	-2,1218E-08
3,2020E 01	6,5711E-02	4,9148E-05	-4,9644E-07	3,8722E-05	3,9113E-07	1,0000E-08	1,0101E-10

1	2	3	4	5	6	7	8
3,2080E 01	4,3156E-02	2,5784E-04	2,6044E-06	1,0805E-04	-1,0914E-06	1,0005E-04	-1,0106E-06
3,3530E 01	5,9820E-02	3,6235E-04	-3,6601E-06	8,9670E-05	-9,0575E-07	1,4796E-04	-1,4945E-06
3,3650E 01	6,0171E-02	1,0000E-08	1,0101E-10	1,0000E-08	1,0101E-10	1,0000E-08	1,0101E-10
3,4350E 01	3,2241E-02	2,9890E-04	-3,0192E-06	1,0000E-08	-1,0101E-10	1,0000E-08	-1,0101E-10
3,4400E 01	7,6526E-01	1,5706E-04	1,5865E-06	4,4474E-04	4,4923E-06	5,5053E-04	5,5609E-06
3,4830E 01	1,3465E-01	1,5883E-04	-1,6044E-06	4,2282E-05	-4,2709E-07	1,0000E-08	-1,0101E-10
3,5110E 01	2,0419E-01	1,0000E-08	-1,0101E-10	1,0000E-08	1,0101E-10	1,0000E-08	-1,0101E-10
3,5187E 01	1,4775E-01	8,3792E-04	8,4638E-06	4,3487E-04	-4,3926E-06	1,7601E-04	1,7778E-06
3,6400E 01	3,9615E 00	1,9342E-04	0,0	1,9043E-04	0,0	2,9294E-06	0,0
3,7200E 01	3,1581E-01	4,5406E-08	4,5865E-10	1,0000E-08	-1,0101E-10	1,0000E-08	1,0101E-10
3,7500E 01	6,0592E-02	9,1139E-07	-9,2059E-09	1,0000E-08	-1,0101E-10	1,0000E-08	-1,0101E-10
3,8080E 01	2,2428E-01	5,3995E-06	5,4541E-08	3,4230E-06	3,4576E-08	2,0594E-06	-2,0802E-08
3,8300E 01	1,4589E-01	3,4963E-05	3,5317E-07	2,3794E-05	-2,4034E-07	1,3248E-06	-1,3381E-08
3,9410E 01	9,4500E-02	4,4402E-04	4,4850E-06	2,0846E-04	-2,1057E-06	1,4827E-04	-1,4977E-06
3,9900E 01	6,2545E-02	3,2814E-05	-3,3145E-07	1,7777E-05	-1,7957E-07	6,9048E-06	6,9745E-08
4,0540E 01	2,4244E-01	6,8483E-05	-6,9175E-07	5,1603E-05	-5,2124E-07	1,0583E-05	1,0689E-07
4,1365E 01	4,4564E-01	1,0920E-04	-1,1030E-06	7,3615E-05	7,4359E-07	1,5703E-05	-1,5862E-07
4,1590E 01	1,6522E-01	1,0000E-08	1,0101E-10	2,5910E-05	2,6172E-07	1,0000E-08	1,0101E-10
4,1880E 01	7,2400E-02	2,5062E-04	2,5315E-06	5,6772E-05	-5,7345E-07	1,5522E-04	-1,5679E-06
4,2230E 01	7,3115E-02	4,1414E-05	-4,1832E-07	2,8917E-05	2,9210E-07	1,4283E-05	1,4427E-07
4,2460E 01	3,8526E-01	1,0000E-08	1,0101E-10	2,0821E-05	-2,1031E-07	1,0000E-08	-1,0101E-10
4,2700E 01	5,3827E-02	5,8037E-05	5,8623E-07	5,9956E-06	6,0562E-08	4,0295E-05	-4,0702E-07
4,3390E 01	6,8700E-02	1,1258E-04	8,2154E-07	3,4713E-05	-3,5063E-07	7,1453E-05	-7,2175E-07
4,3900E 01	1,0317E-01	1,0000E-08	-1,0101E-10	1,0517E-05	1,0623E-07	3,6606E-07	3,6976E-09
4,3970E 01	2,5034E-01	1,2379E-04	1,2504E-06	5,5138E-05	-5,5695E-07	1,3413E-05	1,3549E-07
4,4600E 01	1,8693E-01	1,5649E-04	-1,5807E-06	1,0299E-04	-3,8027E-07	3,3890E-05	-3,4232E-07
4,5000E 01	4,5260E-01	8,3774E-05	8,4620E-07	8,2999E-05	8,3838E-07	1,2983E-06	-1,3115E-08
4,5790E 01	1,0519E-01	1,9020E-05	1,9212E-07	1,1123E-05	1,1235E-07	8,4654E-06	-8,5509E-08
4,6790E 01	6,7304E-02	1,0000E-08	-1,0101E-10	1,0000E-08	-1,0101E-10	2,0867E-05	2,1078E-07
4,6900E 01	4,9517E-01	4,1164E-04	-4,1580E-06	2,7250E-04	-2,7525E-06	1,0000E-08	-1,0101E-10
4,7010E 01	1,2686E-01	1,0000E-08	1,0101E-10	1,0000E-08	1,0101E-10	4,1148E-05	-4,1564E-07
4,7970E 01	7,8142E-02	1,2190E-04	-1,2314E-06	5,2960E-05	-5,3495E-07	6,9119E-05	-6,9818E-07
4,8300E 01	2,3171E-01	1,3291E-04	-1,3425E-06	1,0987E-04	-1,1098E-06	1,3417E-05	1,3552E-07

4,8550E 01	1,6000E 00	1,0000E-08	1,0101E-10	1,0000E-08	1,0101E-10	1,0000E-08	-1,0101E-10
4,8739E 01	8,4569E-02	1,3835E-04	1,3975E-06	5,6598E-05	-5,7169E-07	4,2661E-04	-4,3092E-07
4,9418E 01	5,4912E-02	1,5154E-04	-1,3194E-06	3,5427E-05	3,5785E-07	1,1111E-04	-1,1224E-06
5,0110E 01	3,1461E-02	2,7559E-05	-1,4257E-07	9,1083E-06	-9,2003E-08	2,3552E-05	2,3790E-07
5,0400E 01	3,9409E-02	5,0873E-05	-5,1386E-07	1,8798E-05	-1,8987E-07	1,8998E-05	-1,9190E-07
5,0510E 01	7,5263E-02	7,6392E-05	7,7163E-07	4,9097E-05	4,9593E-07	4,6114E-05	4,6580E-07
5,0780E 01	1,6000E-00	1,3762E-04	-1,3901E-06	9,2521E-05	-9,3456E-07	1,0000E-08	-1,0101E-10
5,1110E 01	5,7681E-01	1,0000E-08	1,0101E-10	5,5442E-05	5,6002E-07	1,0000E-08	-1,0101E-10
5,1270E 01	1,7933E-01	4,9590E-04	-5,0091E-06	3,0742E-04	-3,1052E-06	1,3673E-04	-1,3811E-06
5,1720E 01	1,0844E-01	3,0918E-05	3,1230E-07	1,3411E-05	1,3547E-07	2,1869E-05	2,2090E-07
5,2220E 01	3,9893E-01	3,4742E-04	-3,5093E-06	3,1543E-04	-2,9188E-06	6,9213E-06	6,9912E-08
5,2900E 01	1,6000E-00	1,0000E-08	1,0101E-10	1,0000E-08	1,0101E-10	1,4303E-05	-1,4448E-07
5,3440E 01	1,2979E-01	6,7211E-05	4,7262E-07	4,7636E-05	-4,8117E-07	1,6499E-05	1,6666E-07
5,4180E 01	2,2510E-01	1,3549E-05	1,3686E-07	1,0615E-05	1,0722E-07	8,2195E-06	-8,3025E-08
5,4920E 01	8,9868E-02	2,3137E-05	-2,3371E-07	1,7405E-05	-1,3821E-07	1,0000E-08	1,0101E-10
5,5080E 01	8,6361E-02	3,5399E-04	3,5757E-06	1,8464E-04	1,8650E-06	1,8736E-04	-1,8926E-06
5,5846E 01	1,5096E-01	1,3979E-04	-8,1067E-07	1,1919E-04	-1,2040E-06	2,5414E-05	2,5671E-07
5,6077E 01	6,8142E-01	4,5653E-04	4,6114E-06	3,9862E-04	4,0265E-06	1,0000E-08	-1,0101E-10
5,6200E 01	1,6000E-00	1,0000E-08	1,0101E-10	1,0000E-08	1,0101E-10	1,0000E-08	-1,0101E-10
5,6495E 01	1,3147E-01	5,6366E-04	-5,6936E-06	3,7149E-04	9,8632E-07	2,1318E-04	-2,1533E-06
5,7660E 01	1,6000E 00	1,0000E-08	-1,0101E-10	1,0000E-08	-1,0101E-10	9,4738E-06	-9,5695E-08
5,7800E 01	3,1449E-01	1,7638E-04	-1,7816E-06	1,4473E-04	-1,4619E-06	1,7806E-05	1,7985E-07
5,8060E 01	6,1654E-02	1,6187E-04	-9,4035E-07	7,7403E-05	7,8185E-07	8,7733E-05	-8,8619E-07
5,8680E 01	1,2716E-01	1,5696E-04	1,5855E-06	1,1739E-04	-1,1857E-06	3,3555E-05	3,3904E-07
5,9781E 01	2,1729E-01	2,4811E-05	1,7793E-07	1,5707E-05	-1,5866E-07	5,4991E-06	5,5546E-08
6,0186E 01	2,2694E-01	1,2656E-04	8,5624E-07	1,0609E-04	6,5560E-07	1,4242E-05	-1,4385E-07
6,0841E 01	9,4589E-02	4,6100E-05	4,6566E-07	2,8865E-05	-2,9157E-07	1,2243E-05	1,2366E-07
6,1125E 01	5,8891E-02	3,0646E-05	3,0955E-07	1,4401E-05	1,4547E-07	1,0757E-05	1,0866E-07
6,1570E 01	2,7890E 00	2,0834E-04	0,0	2,0673E-04	0,0	1,4957E-06	0,0
6,1900E 01	1,6000E 00	1,0000E-08	1,0101E-10	1,0000E-08	1,0101E-10	1,0000E-08	-1,0101E-10
6,2400E 01	3,0334E-02	1,9508E-06	-1,9705E-08	1,0000E-08	1,0101E-10	1,0000E-08	1,0101E-10
6,3020E 01	1,6000E 00	1,0000E-08	-1,0101E-10	1,0000E-08	-1,0101E-10	1,6621E-05	1,6789E-07
6,3320E 01	1,6000E 00	1,0000E-08	-1,0101E-10	1,0000E-08	-1,0101E-10	1,0000E-08	-1,0101E-10
6,3560E 01	9,8633E-01	1,5694E-04	-1,5852E-06	1,3755E-04	-1,3894E-06	1,0000E-08	-1,0101E-10
6,3800E 01	1,7264E-01	4,6752E-06	4,7224E-08	4,6357E-06	4,6826E-08	1,0000E-08	-1,0101E-10
6,4290E 01	5,4250E-02	1,4347E-04	-1,4492E-06	1,4811E-05	-1,4961E-07	1,3673E-04	-1,3811E-06
6,5010E 01	1,6000E 00	1,0000E-08	-1,0101E-10	1,0000E-08	-1,0101E-10	4,6003E-06	4,6468E-08

1	2	3	4	5	6	7	8
6,5790E 01	9,6423E-02	3,4572E-05	-3,1703E-07	1,1841E-05	-1,1961E-07	2,9833E-05	-3,0134E-07
6,6140E 01	1,2431E-01	1,0000E-08	1,0101E-10	1,0000E-08	-1,0101E-10	5,0508E-06	-5,1018E-08
6,6400E 01	4,3674E-02	3,8898E-05	-3,9291E-07	1,5595E-05	-1,5753E-07	2,0711E-05	-2,0920E-07
6,6520E 01	5,9315E-01	1,0000E-08	1,0101E-10	1,0000E-08	1,0101E-10	1,0632E-05	1,0739E-07
6,7250E 01	7,2155E-02	1,0000E-08	1,0101E-10	1,0000E-08	1,0101E-10	5,6225E-06	-5,6793E-08
6,8530E 01	1,0147E-01	1,0000E-08	1,0101E-10	1,0000E-08	1,0101E-10	4,2345E-06	4,2773E-08
6,9293E 01	7,5703E-02	8,3424E-06	-8,4266E-08	1,0000E-08	-1,0101E-10	9,9094E-06	1,0009E-07
6,9450E 01	9,1764E-01	1,0000E-08	1,0101E-10	1,0000E-08	1,0101E-10	1,0000E-08	1,0101E-10
7,0170E 01	2,2148E-01	1,0000E-08	-1,0101E-10	1,0000E-08	-1,0101E-10	1,0000E-03	-1,0101E-10
7,0400E 01	1,2571E-01	1,1817E-04	-1,1936E-06	1,1396E-05	-1,1511E-07	7,4911E-05	-6,7578E-07
7,0550E 01	1,5470E 00	1,3666E-03	-1,3804E-05	1,3034E-03	1,3166E-05	9,6010E-05	-9,6980E-07
7,0830E 01	4,9693E-02	1,0000E-08	1,0101E-10	1,0000E-08	1,0101E-10	2,8780E-06	2,9070E-08
7,1530E 01	8,0673E-02	1,0000E-08	-1,0101E-10	1,0000E-08	-1,0101E-10	1,0000E-08	-1,0101E-10
7,2400E 01	1,5954E-01	2,8143E-04	-2,8427E-06	1,9731E-04	-1,9931E-06	6,1861E-05	6,2486E-07
7,2910E 01	3,8564E-01	1,0000E-08	1,0101E-10	1,0000E-08	1,0101E-10	1,0000E-08	-1,0101E-10
7,4544E 01	9,5835E-02	2,9970E-04	-3,0272E-06	9,4892E-05	-9,5850E-07	1,3332E-04	1,3467E-06
7,4620E 01	3,6165E-01	1,0000E-08	-1,0101E-10	1,3304E-04	1,3439E-06	1,0000E-08	1,0101E-10
7,5180E 01	4,2265E-01	1,2395E-04	1,2520E-06	7,8984E-05	-7,9782E-07	1,7977E-05	-1,8158E-07
7,5541E 01	2,3941E-01	1,4378E-04	-1,4524E-06	1,0965E-04	-9,3812E-08	9,1379E-06	-9,2302E-08
7,6300E 01	1,6000E 00	1,0000E-08	-1,0101E-10	1,0000E-08	-1,0101E-10	1,9277E-05	1,9471E-07
7,6750E 01	4,3524E-02	2,2089E-06	2,2312E-08	1,0000E-08	1,0101E-10	8,0514E-07	-8,1327E-09
7,7490E 01	1,4701E-01	1,1171E-04	-1,1284E-06	4,8971E-05	-4,9466E-07	2,7425E-05	5,7019E-08
7,8110E 01	1,3011E-01	1,1192E-04	-1,1305E-06	6,1954E-05	-6,2580E-07	3,9111E-05	-3,4786E-07
7,8250E 01	1,5186E-00	9,0906E-05	-9,1825E-07	1,1258E-04	1,1371E-06	1,0000E-08	-1,0101E-10
7,8700E 01	6,9501E-01	1,0000E-08	1,0101E-10	1,0000E-08	1,0101E-10	5,8349E-06	5,8939E-08
7,9600E 01	4,8922E-02	5,1100E-06	-5,1616E-08	7,6299E-06	7,7070E-08	7,9946E-06	-8,0754E-08
7,9700E 01	1,2218E-01	7,1007E-05	7,1724E-07	3,7678E-05	-3,8059E-07	2,0331E-05	-2,0537E-07
8,0370E 01	1,7168E-01	8,5120E-05	8,5980E-07	6,2204E-05	6,2832E-07	1,1086E-05	1,1198E-07
8,0900E 01	6,0504E-01	4,8514E-06	4,9004E-08	1,1181E-05	-1,1294E-07	2,4403E-05	2,4650E-07
8,1435E 01	1,2315E-01	1,0298E-04	-1,0402E-06	6,7028E-05	-6,7705E-07	2,3384E-05	2,3620E-07
8,2700E 01	7,8737E-02	1,7521E-04	1,7698E-06	2,0627E-05	2,0836E-07	1,5937E-04	1,6098E-06
8,2750E 01	6,0260E-02	1,0000E-08	-1,0101E-10	2,6010E-05	-2,6273E-07	1,0000E-08	1,0101E-10
8,3590E 01	1,1166E-01	1,2363E-04	1,2487E-06	5,5502E-05	5,6063E-07	6,4705E-05	6,5358E-07
8,4050E 01	2,7363E-01	2,2671E-04	-1,9088E-06	1,9251E-04	9,7548E-07	2,2921E-05	-2,3153E-07
8,4370E 01	2,2552E-01	1,9102E-04	1,9295E-06	1,5048E-04	1,5200E-06	1,5331E-05	1,5485E-07
8,4800E 01	4,3234E-01	2,7784E-05	-2,8064E-07	3,8167E-05	-3,8552E-07	1,0905E-05	1,1015E-07
8,5040E 01	3,2696E-01	1,0480E-04	1,0586E-06	7,8919E-05	-7,9716E-07	5,2805E-06	-5,3338E-08
8,5570E 01	1,2300E 00	2,0866E-04	2,1076E-06	1,7724E-04	1,7903E-06	1,7406E-06	-1,7582E-08
8,6141E 01	1,6000E 00	1,0000E-08	1,0101E-10	1,0000E-08	-1,0101E-10	7,0706E-06	7,1420E-08
8,6800E 01	4,2411E-02	1,9194E-05	-1,9388E-07	1,2966E-06	-1,3097E-08	1,7035E-05	1,7207E-07
8,6900E 01	1,0394E-01	1,9665E-05	-1,9863E-07	1,7490E-05	-1,7666E-07	1,0000E-08	-1,0101E-10
8,7540E 01	2,3417E-01	4,9727E-05	-5,0230E-07	3,2226E-05	-3,2551E-07	1,3556E-05	-1,3693E-07
8,8200E 01	1,0366E-01	1,0000E-08	1,0101E-10	1,0000E-08	-1,0101E-10	2,1775E-06	-2,1995E-08
8,8750E 01	5,1384E-01	3,2058E-04	-3,2382E-06	2,8076E-04	-9,5202E-07	1,0836E-05	-1,0946E-07
8,9110E 01	3,7668E-02	1,3410E-05	1,3545E-07	6,5840E-06	6,6505E-08	9,0329E-06	-9,1242E-08
8,9800E 01	1,3247E-01	5,9216E-05	-5,9814E-07	3,7710E-05	3,8090E-07	1,3265E-06	1,3399E-08
8,9900E 01	7,9372E-02	1,0000E-08	1,0101E-10	5,5800E-06	5,6364E-08	2,4541E-05	-2,4789E-07
9,0400E 01	6,0230E-02	4,5695E-04	4,6157E-06	6,8826E-05	-2,0897E-07	3,9620E-04	4,0020E-06
9,1280E 01	3,1247E-01	2,9790E-04	3,0091E-06	2,1479E-04	2,1696E-06	2,2959E-05	2,3191E-07
9,2080E 01	1,4311E-01	8,3222E-05	8,4062E-07	1,3331E-05	-1,3466E-07	3,2886E-05	3,3218E-07
9,2200E 01	1,6000E 00	1,0000E-08	1,0101E-10	1,7981E-04	1,8163E-06	1,0000E-08	-1,0101E-10
9,2600E 01	9,2847E-02	2,5689E-04	2,5948E-06	9,0711E-05	9,1627E-07	1,2934E-04	1,3065E-06
9,3230E 01	8,9888E-02	3,2665E-05	3,2995E-07	6,9822E-06	-7,0527E-08	8,2357E-06	-8,3189E-08
9,4120E 01	7,2703E-02	3,9890E-04	-1,2047E-06	4,5988E-05	4,6452E-07	3,1605E-04	3,1924E-06
9,4700E 01	7,9347E-02	4,7539E-05	4,8019E-07	1,5690E-05	-1,5848E-07	3,4265E-06	-3,4611E-08
9,4900E 01	1,9294E-01	1,8831E-05	1,9021E-07	1,3092E-05	1,3224E-07	1,3927E-05	-1,4068E-07
9,5200E 01	1,4266E-01	1,0000E-08	-1,0101E-10	1,0000E-08	1,0101E-10	1,0000E-08	-1,0101E-10
9,5580E 01	6,1071E-01	1,5916E-04	1,6077E-06	1,2968E-04	-1,3099E-06	1,0984E-05	1,1095E-07
9,5700E 01	4,9350E-02	4,9586E-07	-5,0087E-09	1,0000E-08	1,0101E-10	1,0000E-08	-1,0101E-10
9,6090E 01	1,7283E-01	1,5596E-05	-1,5753E-07	1,2367E-05	-1,2492E-07	1,5735E-06	-1,3145E-08
9,6500E 01	3,4656E-01	7,3673E-05	2,2251E-07	6,0208E-05	6,0817E-07	5,4715E-06	-5,5267E-08
9,7900E 01	6,0257E-02	7,1113E-06	-7,1831E-08	1,1777E-05	-1,1896E-07	2,1578E-05	2,1796E-07
9,8130E 01	2,1513E-01	2,5628E-04	2,5887E-06	1,9641E-04	-1,9840E-06	1,9473E-05	-1,9669E-07
9,9518E 01	2,4902E-01	5,7822E-05	-5,8406E-07	3,7316E-05	-3,7693E-07	1,4163E-05	1,4306E-07
1,0036E 02	1,3000E 01	6,2407E-05	0,0	4,2156E-05	0,0	1,9985E-05	0,0
1,0100E 02	8,0000E-02	9,6705E-05	0,0	4,7712E-05	0,0	4,7948E-05	0,0
1,0186E 02	7,5000E-02	3,7297E-05	0,0	1,8950E-05	0,0	1,8181E-05	0,0

Таблица 2.4. Сравнение расчетных данных, полученных по параметрам Адлер-Адлера настоящей оценки с экспериментальными данными, используемыми в настоящей работе (среднее процентное отклонение на одну экспериментальную точку в указанном интервале энергий)

$\Delta E, \text{эВ}$	$\Delta\sigma_t, \%$ (без файла)	$\Delta\sigma_t, \%$ (с файлом)	$\Delta\sigma_f, \%$ (без файла)	$\Delta\sigma_f, \%$ (с файлом)	$\Delta\sigma_{\gamma}, \%$ (без файла)	$\Delta\sigma_{\gamma}, \%$ (с файлом)
0,0—0,715	3,68	2,03	3,90	2,89	8,04	8,31
0,715—1,59	10,62	2,68	20,52	3,55	16,42	10,10
1,59—2,47	9,32	4,13	11,66	6,41	18,68	27,06
2,47—3,02	8,54	3,79	14,32	9,41	25,38	14,53
3,02—3,38	2,64	1,67	5,65	5,04	14,92	7,65
3,38—3,91	13,71	2,76	5,09	7,89	11,95	5,38
3,91—4,53	19,82	3,34	9,93	15,04	17,40	17,46
4,53—5,15	10,41	5,13	33,84	20,82	12,33	7,90
5,15—5,53	5,62	5,46	11,06	9,36	19,76	12,35
5,53—5,91	2,46	2,18	6,12	5,82	10,97	8,82
5,91—6,30	2,11	2,13	11,37	5,94	12,67	3,88
6,30—6,67	5,46	3,38	37,67	30,20	11,08	13,23
6,67—7,01	6,90	2,91	38,56	57,97	5,28	18,67
7,01—7,31	4,06	2,72	31,92	20,71	13,92	19,61
7,31—7,63	20,37	6,95	22,58	53,82	9,00	61,58
7,63—8,25	45,14	24,33	56,73	32,85	8,87	25,51
8,25—8,88	26,39	16,24	25,00	13,54	15,25	14,80
8,88—9,13	4,00	3,96	39,45	37,95	15,82	19,53
9,13—9,51	5,02	5,31	12,12	11,32	12,90	12,87
9,51—9,96	1,67	2,15	8,49	6,77	33,83	32,89
9,96—10,49	5,98	3,45	17,10	18,92	26,70	26,01
10,49—11,23	2,52	2,59	8,74	7,67	67,82	65,88
11,23—12,03	8,46	8,36	22,53	18,92	30,83	31,74
12,03—12,41	17,54	8,96	26,01	12,82	14,75	9,01
12,41—12,65	8,35	6,42	10,01	6,81	5,92	4,93
12,65—13,07	7,78	4,58	7,25	6,22	18,70	25,62
13,07—13,49	3,83	2,77	6,50	5,92	35,89	36,64
13,49—13,84	2,78	2,74	5,85	5,34	28,37	32,11
13,84—14,27	1,97	2,02	5,75	5,38	28,28	21,16
14,27—14,97	6,69	6,47	17,76	12,85	41,37	39,00
14,97—15,46	11,87	6,16	10,45	7,12	23,40	34,40
15,46—15,80	5,69	2,73	31,74	23,61	21,06	13,45
15,80—16,37	9,80	11,96	33,78	14,99	32,16	30,77
16,37—16,94	12,10	6,80	41,69	10,17	17,03	24,56
16,94—17,64	6,97	3,81	16,97	10,14	57,36	58,03
17,64—18,09	6,98	2,89	13,92	9,72	14,89	14,99
18,09—18,54	14,36	16,37	8,32	7,44	59,37	40,27
18,54—19,13	14,15	13,58	6,22	6,84	9,70	8,96
19,13—19,31	7,61	6,98	6,93	6,12	39,11	36,74
19,31—19,70	5,94	13,75	9,20	7,52	65,17	43,00
19,70—20,13	3,14	13,61	8,57	3,95	93,26	50,72
20,13—20,39	8,86	7,30	6,91	7,21	14,88	10,55
20,39—20,76	10,73	8,81	7,56	9,70	16,95	18,34
20,76—20,99	433,0	373,2	10,06	4,51	30,31	30,57
20,99—21,56	11,60	15,52	9,59	11,04	19,40	18,57
21,56—22,50	7,49	7,94	18,19	17,38	21,88	35,96
22,50—23,18	7,35	6,63	9,32	7,13	18,71	18,32
23,18—23,53	10,96	10,72	5,00	6,04	13,58	13,59
23,53—23,94	3,49	2,93	5,80	5,04	29,82	20,34
23,94—24,31	16,02	14,22	22,60	27,57	12,36	4,52
24,31—24,64	4,54	3,89	7,84	7,76	9,26	6,68
24,64—25,05	4,64	3,12	7,83	4,89	225,32	158,27

$\Delta E, \text{эВ}$	$\Delta\sigma_t, \%$ (без файла)	$\Delta\sigma_t, \%$ (с файлом)	$\Delta\sigma_f, \%$ (без файла)	$\Delta\sigma_f, \%$ (с файлом)	$\Delta\sigma_{\gamma}, \%$ (без файла)	$\Delta\sigma_{\gamma}, \%$ (с файлом)
25,05—25,40	3,61	2,16	5,42	4,29	47,12	28,12
25,40—25,59	6,54	5,77	11,81	9,42	96,39	64,53
26,04—26,48	16,08	12,53	29,31	17,53	30,33	17,56
26,64—26,97	7,43	5,18	12,38	9,39	24,68	22,33
26,97—27,48	3,45	6,07	22,75	25,61	13,26	15,01
27,48—27,90	13,76	14,23	35,35	31,99	10,20	17,14
27,90—28,19	12,61	12,62	7,24	7,24	11,81	11,75
28,19—28,55	9,12	8,26	7,59	8,21	13,74	11,32
28,55—28,86	5,92	5,13	7,65	9,16	6,83	6,92
28,86—29,32	2,36	3,60	46,89	29,10	22,71	25,33
29,32—30,12	8,40	7,84	54,18	18,58	23,35	22,58
30,12—30,73	8,56	5,64	30,24	22,88	22,10	26,31
30,73—31,21	21,65	17,91	43,35	18,27	27,21	20,44
31,21—31,79	13,37	5,66	177,33	32,68	21,03	26,04
31,79—32,05	10,91	11,67	11,52	12,28	15,34	18,89
32,05—32,81	11,23	8,96	121,57	89,44	43,71	36,77
32,81—33,59	45,91	22,90	323,85	164,41	65,43	37,37
33,59—34,00	72,04	67,59	198,20	84,97	166,35	77,29
34,00—34,38	55,88	62,96	185,36	104,31	262,51	152,04
34,38—34,62	11,63	12,98	19,97	17,31	50,84	40,68
34,62—34,97	13,31	14,48	16,12	10,58	95,39	63,34
34,97—35,15	22,70	22,37	4,56	3,67	12,52	3,77
35,15—35,79	15,51	12,20	13,59	12,92	56,68	39,04
35,79—36,80	1085,5	1007,8	20,60	23,06	209,72	168,80
36,80—37,35	8,02	13,12	48,81	23,99	232,76	370,17
37,35—37,79	1,83	1,81	17,49	15,98	19,48	19,90
37,79—38,19	2,38	2,18	6,53	7,86	32,42	40,50
38,19—38,86	8,84	5,88	13,91	10,58	31,65	29,40
38,86—39,66	46,34	36,98	17,35	12,68	10,87	9,40
39,66—40,22	11,56	11,16	8,18	7,84	13,54	12,60
40,22—40,95	8,38	8,25	15,04	12,31	20,08	26,39
40,95—41,48	3,08	2,42	4,27	3,29	13,31	26,28
41,48—41,74	22,37	19,44	4,68	4,13	7,12	11,94
41,74—42,06	33,35	30,81	4,65	4,20	1,33	2,17
42,06—42,35	35,46	35,23	6,27	6,30	5,34	5,46
42,35—42,58	11,00	6,28	5,92	5,84	14,36	8,46
42,58—43,05	18,68	15,38	10,21	10,23	14,37	15,41
43,05—43,65	30,10	29,88	8,81	8,80	7,79	8,31
43,65—43,94	31,67	31,67	6,68	6,68	8,34	8,34
43,94—44,29	23,23	21,21	4,42	4,34	14,42	13,90
44,29—44,80	17,28	15,39	5,41	5,33	25,47	16,01
44,80—45,40	3,97	3,81	5,04	5,24	33,02	32,16
45,40—46,29	32,10	11,17	76,00	20,30	21,45	17,03
46,29—46,85	95,15	48,26	156,82	38,23	29,74	15,82
46,85—46,96	3,00	4,15	3,13	4,67	20,56	19,13
46,96—47,49	62,47	27,73	82,20	52,77	21,47	13,67
47,49—48,14	52,52	20,02	40,86	89,45	12,60	16,43
48,14—48,43	14,85	17,12	2,79	10,00	17,06	18,40
48,43—48,64	19,25	5,24	5,02	8,20	23,12	16,22
48,64—49,08	10,62	16,04	49,14	22,60	8,72	4,72
49,08—49,76	39,44	52,14	19,08	47,89	25,03	26,30
49,76—50,26	34,88	12,77	31,73	65,33	9,99	7,56
50,26—50,46	11,96	15,18	6,95	15,98	3,77	1,76
50,46—50,65	10,58	6,38	5,47	4,98	6,25	1,15
50,65—50,95	3,18	5,99	3,64	3,35	24,86	16,97

Продолжение табл. 2.4

ΔE , эВ	$\Delta\sigma_f$, % (без файла)	$\Delta\sigma_f$, % (с файлом)	$\Delta\sigma_f$, % (без файла)	$\Delta\sigma_f$, % (с файлом)	$\Delta\sigma_f$, % (без файла)	$\Delta\sigma_f$, % (с файлом)
9						
50,95—51,10	6,04	5,54	3,07	2,76	28,27	22,10
51,19—51,57	6,54	7,46	2,13	2,02	12,62	11,19
51,50—51,96	15,11	10,94	10,92	8,45	23,02	14,82
51,97—52,57	2,96	6,15	2,29	3,41	20,84	70,54
52,56—53,11	12,71	8,85	29,22	10,44	29,04	94,63
53,17—53,85	6,72	10,42	12,84	10,78	12,52	28,49
53,81—54,50	14,83	9,97	25,46	13,10	16,47	28,89
54,55—55,06	12,58	4,60	12,52	10,97	15,80	23,59
55,00—55,46	12,36	7,48	19,99	5,55	10,06	6,10
55,46—55,94	8,32	4,80	12,70	5,04	12,59	15,65
55,96—56,15	3,47	2,62	2,90	2,88	7,21	13,41
56,14—56,38	18,57	3,82	19,34	2,60	10,44	2,67
56,35—57,03	11,61	15,11	16,58	22,63	13,06	16,27
57,08—57,73	33,24	37,41	77,36	88,90	15,01	27,62
57,73—57,97	4,03	10,82	3,25	16,11	17,79	11,89
57,93—58,33	5,99	3,16	16,94	15,65	14,90	9,35
58,37—59,28	7,59	9,69	10,59	35,42	15,63	50,68
59,23—59,91	3,57	11,19	14,58	59,77	17,76	101,79
59,98—60,58	2,54	3,26	3,54	8,41	10,44	34,08
60,51—60,95	3,46	4,00	8,23	14,47	11,13	20,55
60,98—61,34	4,03	4,14	3,78	5,73	10,12	12,02
61,35—61,75	4,41	4,16	11,26	12,99	66,91	59,42
61,74—62,11	4,25	3,29	27,26	16,14	116,39	117,16
62,15—62,77	6,38	7,20	22,83	12,89	19,83	24,85
62,71—63,14	22,15	9,48	56,43	28,39	44,56	39,58
63,17—63,48	14,58	4,63	25,53	7,01	32,41	20,04
63,44—63,65	3,98	1,61	6,76	2,97	12,50	0,98
63,68—64,05	4,16	2,63	4,24	3,70	59,34	33,80
64,05—64,60	9,41	7,48	22,64	11,88	13,58	9,43
64,65—65,47	14,84	8,61	123,43	36,49	10,47	39,19
65,40—65,97	17,88	10,72	68,65	31,75	10,24	14,04
65,97—66,26	22,40	19,41	19,17	15,63	3,92	3,39
66,27—66,49	4,28	2,50	2,12	6,67	4,93	1,08
66,46—66,89	18,63	8,75	177,90	50,57	4,84	11,68
66,89—67,81	32,23	23,60	368,70	97,00	16,35	23,52
67,89—68,97	69,36	18,29	388,17	61,47	14,64	34,87
68,91—69,31	47,18	15,04	150,62	42,18	20,83	26,73
69,37—69,89	112,12	17,72	245,64	38,14	95,07	50,09
69,81—70,28	177,70	20,00	281,13	25,10	74,43	25,03
70,29—70,49	12,70	11,94	10,80	21,21	1,23	1,19
70,48—70,68	6,76	15,31	4,19	12,20	7,09	3,86
70,69—71,17	65,75	17,44	119,26	20,06	12,31	21,36
71,18—71,96	106,74	12,81	296,16	29,04	44,50	24,59
71,97—72,63	39,60	12,42	82,23	11,08	20,89	16,55
72,66—73,78	21,69	10,76	84,48	28,22	23,18	36,20
73,73—74,50	29,42	5,79	113,23	19,76	13,24	16,23
74,58—74,9	7,13	7,18	6,00	6,28	14,52	13,16
74,90—75,30	3,67	3,65	6,29	6,29	11,20	11,08
75,36—75,92	3,67	3,33	5,84	5,32	12,43	12,32
75,92—76,53	21,34	9,51	134,96	46,69	23,34	22,21
76,53—77,12	10,54	17,36	39,99	43,10	23,24	20,66
77,12—77,80	13,56	14,34	17,24	18,26	6,63	6,43
77,80—78,18	9,96	9,53	4,65	4,82	4,84	3,88
78,18—78,48	4,18	4,30	7,30	7,30	12,84	14,60
78,48—79,15	6,40	4,13	26,42	18,77	40,55	38,01

Продолжение табл. 2.4

ΔE , эВ	$\Delta\sigma_f$, % (без файла)	$\Delta\sigma_f$, % (с файлом)	$\Delta\sigma_f$, % (без файла)	$\Delta\sigma_f$, % (с файлом)	$\Delta\sigma_f$, % (без файла)	$\Delta\sigma_f$, % (с файлом)
79,15—79,65	5,03	4,89	13,67	13,52	13,04	18,00
79,65—80,04	5,70	5,79	7,10	7,48	6,73	6,70
80,04—80,64	3,94	3,62	10,71	10,65	17,24	14,86
80,64—81,17	2,80	3,51	8,19	8,33	17,42	15,60
81,17—82,07	6,74	4,74	14,69	9,70	11,26	11,00
82,07—82,73	14,06	10,44	29,59	21,26	23,90	30,62
82,73—83,17	21,58	17,26	31,94	25,26	34,62	53,41
83,17—83,82	5,54	5,87	11,65	25,48	12,59	46,46
83,82—84,21	1,77	2,13	3,09	6,49	4,94	13,91
84,21—84,59	4,55	3,97	4,59	5,24	14,20	19,53
84,59—84,92	1,65	2,31	4,19	4,56	13,28	11,70
84,92—85,31	2,75	2,64	4,77	5,32	11,10	10,70
85,31—85,86	2,94	2,93	8,52	7,41	20,75	13,37
85,86—86,47	41,32	13,01	88,49	35,29	38,32	35,33
86,47—86,85	17,45	14,06	47,69	39,15	15,44	24,27
86,85—87,22	3,13	9,16	7,14	17,14	38,95	46,76
87,22—87,87	6,27	5,51	8,86	9,51	20,93	23,05
87,87—88,48	3,30	4,76	4,25	4,96	21,39	31,38
88,48—88,93	2,37	2,32	2,99	3,39	37,88	49,76
88,93—89,46	3,62	3,21	4,87	4,19	34,69	41,27
89,46—89,85	5,83	4,24	7,48	7,07	18,69	14,55
89,85—90,15	11,86	10,85	5,05	5,61	19,26	17,41
90,15—90,84	15,26	19,48	5,78	7,68	17,46	22,94
90,84—91,68	2,01	11,22	5,92	4,32	25,77	95,17
91,68—92,14	3,39	7,69	18,83	14,28	11,59	41,96
92,14—92,40	10,75	4,73	1,86	1,98	13,56	11,25
92,40—92,92	8,75	8,26	7,55	5,95	9,02	5,46
92,92—93,68	6,75	14,47	44,69	31,46	13,38	23,45
93,68—94,41	17,95	21,40	40,82	31,69	29,34	24,97
94,41—94,80	20,05	19,85	14,79	18,63	20,60	21,08
94,80—95,05	5,30	3,93	9,59	10,82	7,67	8,35
95,05—95,39	4,71	2,92	11,33	4,52	15,14	7,82
95,39—95,64	1,48	1,38	3,34	3,72	79,03	97,77
95,64—95,90	2,08	2,10	5,13	5,23	112,36	99,81
95,90—96,30	2,87	2,87	4,45	4,46	18,02	18,91
96,30—97,20	3,87	3,40	7,16	6,93	102,77	95,55
97,20—98,02	6,22	6,38	9,94	9,25	33,18	19,87
98,02—98,82	9,14	4,83	11,19	8,48	21,27	15,70
98,82—99,94	8,97	5,34	29,47	31,58	39,03	32,85
0,0—100,00	20,09	13,49	35,71	18,41	29,15	29,62

денные погрешности включают статистическую ошибку и ошибку из-за флуктуации параметров по интервалам. Полученное для суммарной выборки по спинам значение $\langle D \rangle = 0,443 \pm \pm 0,016$ эВ практически совпадает со значением $0,445 \pm 0,016$ эВ, полученным из наборов с раздельными спинами 3- и 4-.

Значение $\langle D \rangle$, полученное с использованием метода [45], почти совпадает со значением, полученным методом [47], что говорит о слабом пропуске резонансов по мультиплетности (заметьте, что в методе [45] учет пропуска уровней по мультиплетности отсутствует).

Использование метода [47] для набора 4-резонансов показало, что значения $\langle gI_n^0 \rangle$, $\langle D \rangle$ в интервалах (0—90) эВ, (0—

100) эВ заметно ниже, чем в других интервалах ($\langle D \rangle = 0,750 \pm 0,036$ эВ, $\langle g\Gamma_n^0 \rangle = (4,24 \pm 0,55) \cdot 10^{-5}$ эВ в интервале 0—90 эВ и $0,826 \pm 0,047$ эВ и $(4,69 \pm 0,72) \cdot 10^{-5}$ эВ в интервале 0—70 эВ), что приводит к некоторому расхождению значений $\langle D \rangle$, полученных из полного набора и из наборов для 4- и 3-резонансов (для 3-резонансов $\langle D \rangle = 0,964 \pm 0,055$ эВ в интервале 0—80 эВ и $0,970 \pm 0,051$ эВ в интервале 0—90 эВ). Это может говорить о том, что в области 80—100 эВ пропуск уровней учитывается недостаточно корректно. Эта некорректность может быть связана с выбором параметров энергетической зависимости выражения для плотности наблюдаемых резонансов ρ_0 . Более реалистичной оценкой коэффициентов, входящих в выражение для ρ_0 , является их определение в области линейности $N(E)$, выделяемой методом [44]. При таком определении ρ_0 получаемые значения $\langle D \rangle$ и $\langle g\Gamma_n^0 \rangle$ для 4-резонансов согласуются с результатами по более узким интервалам и могут быть использованы при оценке средних значений.

Из данных в области разрешенных резонансов были получены следующие значения средних резонансных параметров для ^{235}U : $\langle D \rangle = 0,445 \pm 0,016$ эВ, $\langle \Gamma_\gamma \rangle = 34,0 \pm 2,0$ мэВ, $\langle g\Gamma_n^0 \rangle = (4,17 \pm 0,40) \cdot 10^{-5}$ эВ, $\langle S_0 \rangle = (0,94 \pm 0,09) \cdot 10^{-4}$ эВ $^{-1/2}$, $\langle \Gamma_f \rangle = 153,5 \pm 13,0$ мэВ, $\langle \Gamma_{f_1} \rangle^{3-} = 205 \pm 18$ мэВ, $\langle \Gamma_{f_2} \rangle^{4-} = 111 \pm 13$ мэВ.

ГЛАВА 3

ОЦЕНКА СРЕДНИХ СЕЧЕНИЙ И ПАРАМЕТРОВ ДЛЯ ^{235}U В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ НЕРАЗРЕШЕННЫХ РЕЗОНАНСОВ (0,1—100 кэВ)

Необходимость новой оценки ядерных данных для ^{235}U в области неразрешенных резонансов связана с появлением новых экспериментальных результатов. В первую очередь сюда можно отнести измерение [42] сечения деления в области ниже 25 кэВ с использованием пучка поляризованных нейтронов и поляризованной мишени. Это позволило, с одной стороны, разрешить большое число соседних резонансов, что привело к значительному уменьшению наблюдаемого среднего расстояния $\langle D \rangle_{\text{набл}}$ между резонансами; с другой стороны, разделение сечения деления по спиновым состояниям составного ядра позволило уточнить соответствующие средние делительные ширины $\langle \Gamma_j \rangle_{3-}$ и $\langle \Gamma_j \rangle_{4-}$ и учесть их флуктуации.

Ниже кратко описаны новые экспериментальные данные по нейтронным сечениям, появившиеся после работы [48], обсуждена методика получения средних параметров и приведены оцененные данные по средним сечениям и параметрам в области 0,1—100 кэВ.

3.1. НОВЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ ПО СРЕДНИМ СЕЧЕНИЯМ ДЛЯ ^{235}U

В последние годы появились экспериментальные работы, не вошедшие в оценку [5]: Гнидак и др. [49] с помощью скандиевого фильтра на атомном реакторе измерили средние сечения σ_t и σ_n в интервале 1,7—2,3 кэВ. Полные сечения определялись из пропускания образцов различной толщины. Детектором нейтронов являлась батарея ^3He -пропорциональных счетчиков. Сечение рассеяния измерялось по отношению к σ_n свинца, которое было принято равным $11,5 \cdot 10^{-28}$ м 2 . Выделение нейтронов с нужной энергией осуществлялось марганцевым рассеивателем. В результате для нулевой толщины образца были получены значения $\sigma_t = (19,9 - 0,1) \cdot 10^{-28}$ м 2 , $\sigma_n = (10,15 - 0,04) \cdot 10^{-28}$ м 2 . В работе [50] измерялись сечения σ_t и σ_n при энергии $24,5 \pm 2,1$ кэВ по той же методике, что и в [49], с использованием железного фильтра. Были пересмотрены результаты прежних измерений σ_n , так как имели место недостаточное разрешение и возможная нестабильность порога регистрации. В данной работе [50] с помощью

да быстрых нейтронов деления производился путем его прямого измерения отдельным детектором. Сечение σ_n при 2 кэВ измерялось относительно свинца, а при 24,5 кэВ — относительно висмута. При этом учтены вклад ^{238}U и эффект самоэкранирования.

Окончательные результаты измерения сечений при 2 кэВ $\sigma_t = (19,9 \pm 0,1) \cdot 10^{-28} \text{ м}^2$, $\sigma_n = (11,86 \pm 0,1) \cdot 10^{-28} \text{ м}^2$ и при

Таблица 3.1. Данные по среднегрупповым сечениям $\langle \sigma_t \rangle$ работы [51]

Номер группы	ΔE	$\langle \sigma_t \rangle, 10^{-28} \text{ м}^2$
11	21,5—10 кэВ	14,7±0,6
12	10,0—4,65	16,8±0,6
13	4,65—2,15	20,4±0,8
14	2,15—1,00	24,2±0,9
15	1000—465 эВ	27,2±1,2
16	465—215	37,5±1,3
17	215—100	46,1±1,5
18	100—46,5	63,1±1,5
19	46,5—21,5	80,1±2,4
20	21,5—10,0	108±4
21	10,0—4,65	94±3

Таблица 3.2. Экспериментальные данные по σ_t , полученные в [53]

$\Delta E, \text{ кэВ}$	$\sigma_t, 10^{-28} \text{ м}^2$	$\Delta E, \text{ кэВ}$	$\sigma_t, 10^{-28} \text{ м}^2$
0,1—0,2	45,95±1,00	1,7—1,8	21,27±0,30
0,2—0,3	44,71±1,00	1,8—1,9	20,37±0,30
0,3—0,4	31,11±0,18	1,9—2,0	23,09±0,30
0,4—0,5	29,73±0,19	2,0—3,0	19,81±0,10
0,5—0,6	31,24±0,21	3,0—4,0	18,83±0,14
0,6—0,7	27,15±0,21	4,0—5,0	19,09±0,16
0,7—0,8	28,57±0,22	6,0—7,0	16,96±0,18
0,8—0,9	23,69±0,24	7,0—8,0	16,69±0,19
0,9—1,0	24,64±0,25	8,0—9,0	17,08±0,20
1,0—1,1	25,93±0,30	9,0—10,0	16,47±0,20
1,1—1,2	25,39±0,30	10—20	15,44±0,10
1,2—1,3	22,86±0,30	20—30	14,46±0,10
1,3—1,4	24,08±0,30	40—50	13,57±0,10
1,4—1,5	21,78±0,30	50—60	13,30±0,10
1,5—1,6	21,20±0,30	60—80	12,85±0,10
1,6—1,7	21,87±0,30		

Таблица 3.3. Экспериментальные данные по σ_t , полученные в [54]

$\Delta E, \text{ кэВ}$	$\sigma_t, 10^{-28} \text{ м}^2$	$\Delta E, \text{ кэВ}$	$\sigma_t, 10^{-28} \text{ м}^2$
0,10—0,12	45,47	0,25—0,30	40,43
0,12—0,14	53,29	0,30—0,40	32,79
0,14—0,16	43,20	0,40—0,50	30,52
0,16—0,18	46,47	0,50—0,60	32,58
0,18—0,20	47,22	0,60—0,70	28,84
0,20—0,25	46,83	0,70—0,72	26,09

Таблица 3.4. Экспериментальные данные по σ_t , полученные в [55]

$\Delta E, \text{ кэВ}$	$\sigma_t, 10^{-28} \text{ м}^2$	$\Delta E, \text{ кэВ}$	$\sigma_t, 10^{-28} \text{ м}^2$
0,724—0,800	30,27	1,8—1,9	21,54
0,8—0,9	26,74	1,9—2,0	25,17
0,9—1,0	28,70	2,0—2,5	22,72
1,0—1,1	27,56	2,5—3,0	21,81
1,1—1,2	28,09	3—4	20,90
1,2—1,3	25,74	4—5	20,11
1,3—1,4	28,83	5—6	19,04
1,4—1,5	25,51	6—7	18,84
1,5—1,6	23,74	7—8	18,43
1,6—1,7	25,41	8—9	19,62
1,7—1,8	23,88	9,0—9,9	17,74

Таблица 3.5. Экспериментальные данные по σ_t , полученные в [56]

$\Delta E, \text{ кэВ}$	$\sigma_t, 10^{-28} \text{ м}^2$	$\Delta E, \text{ кэВ}$	$\sigma_t, 10^{-28} \text{ м}^2$
5,82—6,0	17,86	31—32	14,13
6—7	17,11	32—33	14,03
7—8	16,81	33—34	14,04
8—9	16,82	34—35	13,94
9—10	16,57	35—36	13,97
10—11	16,07	36—37	13,73
11—12	16,03	37—38	13,79
12—13	15,81	38—39	13,72
13—14	15,95	39—40	13,61
14—15	15,84	40—42	13,60
15—16	15,53	42—44	13,65
16—17	15,50	44—46	13,32
17—18	15,03	46—48	13,24
18—19	15,17	48—50	13,26
19—20	14,95	50—52	13,18
20—21	14,85	52—55	13,12
21—22	14,71	55—60	12,97
22—23	14,92	60—65	12,79
23—24	14,52	65—70	12,70
24—25	14,52	70—75	12,48
25—26	14,40	75—80	12,40
26—27	14,36	80—83	12,30
27—28	14,41	83—90	12,20
28—29	14,38	90—95	11,99
29—30	14,31	95—100	11,99
30—31	14,12	100—110	11,75

24,5 кэВ $\sigma_t = (14,04 \pm 0,02) \cdot 10^{-28} \text{ м}^2$, $\sigma_n = (11,50 \pm 0,14) \cdot 10^{-28} \text{ м}^2$.

В работе [51] при измерении пропусканий ^{238}U для различных толщин получены средние значения сечения $\langle \sigma_t \rangle$ в стандартном 26-групповом разбиении для энергий 4,65 эВ — 21,5 кэВ. Однако поскольку они были усреднены по спектру нейтронов (близкому к фермиевскому), то в анализ включены не были. Эти данные учитываются при получении групповых констант из настоящего файла оцененных данных. Числовые же результаты работы [51] приведены в табл. 3.1.

Таблица 3.6. Экспериментальные данные по σ_t , полученные в [52]

E, МэВ	$\sigma_t \cdot 10^{-28} \text{ м}^2$	E, МэВ	$\sigma_t \cdot 10^{-28} \text{ м}^2$
0,048	13,22±0,17	1,230	6,809±0,070
0,063	12,77±0,21	1,333	6,781±0,095
0,078	12,31±0,16	1,533	6,850±0,054
0,092	12,08±0,16	1,631	6,892±0,070
0,111	11,74±0,15	1,734	7,068±0,057
0,137	11,38±0,15	1,825	7,074±0,074
0,172	10,89±0,15	1,931	7,160±0,057
0,195	10,54±0,10	2,025	7,156±0,074
0,223	10,32±0,15	2,134	7,404±0,081
0,244	10,15±0,12	2,279	7,460±0,066
0,297	9,67±0,09	2,429	7,602±0,080
0,350	9,26±0,10	2,574	7,638±0,066
0,401	8,79±0,10	2,791	7,768±0,077
0,458	8,53±0,07	2,994	7,801±0,075
0,510	8,26±0,06	3,188	7,818±0,075
0,568	8,07±0,13	3,387	7,941±0,076
0,610	7,81±0,06	3,585	8,014±0,078
0,670	7,64±0,14	3,781	7,944±0,081
0,715	7,49±0,08	3,974	8,145±0,084
0,773	7,32±0,14	4,185	7,980±0,086
0,821	7,21±0,06	4,389	7,883±0,090
0,924	7,18±0,08	4,598	7,972±0,096
1,023	6,927±0,056	4,807	7,773±0,111
1,128	6,820±0,062		

Таблица 3.7. Данные [42] по средним сечениям $\langle \sigma_f \rangle_{3-}$ и $\langle \sigma_f \rangle_{4-}$

E, кэВ	$\langle \sigma_f \rangle_{3-} \cdot 10^{-28} \text{ м}^2$	$\langle \sigma_f \rangle_{4-} \cdot 10^{-28} \text{ м}^2$	$\langle \sigma_{f3-} + \sigma_{f4-} \rangle \cdot 10^{-28} \text{ м}^2$
0,1—0,2	9,09	11,60	20,69
0,3—0,4	5,91	7,04	12,95
0,4—0,5	6,13	6,83	12,96
0,5—0,6	4,58	9,11	13,69
0,6—0,7	4,88	5,89	10,77
0,7—0,8	3,91	6,45	10,36
0,8—0,9	3,08	4,59	7,67
0,9—1,0	3,62	3,46	7,08
1—2	3,013	3,742	6,755
2—3	2,020	2,114	4,134
3—4	1,543	2,407	3,950
4—5	1,852	2,064	3,917
5—6	1,574	2,271	3,845
6—7	1,560	1,585	3,145
7—8	1,583	1,474	3,057
8—9	1,232	1,735	2,967
9—10	1,390	1,560	2,950
10—20	1,098	1,421	2,519

В области до 100 кэВ имеются измерения σ_t ^{235}U [52], где σ_t получено в области 48 кэВ — 4,8 МэВ. Отметим, что данные достаточно надежные: экспериментальная ошибка в интервале до 100 кэВ (четыре точки) равна 1,3%. Оцененная кривая σ_t в области высоких энергий следует данным [52]. Экспериментальные результаты по сечению σ_t (^{235}U) приведены в табл. 3.2—3.6.

Таблица 3.8. Оцененные данные по σ_t , σ_f , $\sigma_{\text{пл}}$, σ_n , $\sigma_{\text{пл}'}$ для ^{235}U в области энергий неразрешенных резонансов (10^{-28} м^2)

E, кэВ	σ_t	σ_f	$\sigma_{\text{пл}}$	σ_n	$\sigma_{\text{пл}'}$	α
0,10—0,15	48,55	22,13	10,86	15,56	—	0,4907
0,15—0,20	46,51	19,31	10,18	17,04	—	0,5262
0,20—0,25	46,83	21,05	9,96	15,82	—	0,4732
0,25—0,30	43,88	19,16	6,17	18,55	—	0,3220
0,30—0,40	31,14	13,09	5,74	12,31	—	0,4385
0,4—0,5	29,76	13,52	4,26	11,98	—	0,3150
0,5—0,6	31,28	14,91	4,15	12,22	—	0,2784
0,6—0,7	27,20	11,22	3,92	12,06	—	0,3494
0,7—0,8	28,56	10,82	4,09	13,65	—	0,3780*
0,8—0,9	23,76	7,98	3,59	12,19	—	0,4499
0,9—1,0	24,71	7,39	4,14	13,18	—	0,5602
1,0—1,1	25,93	8,20	4,30	13,43	—	0,5244
1,1—1,2	25,39	9,35	3,04	13,00	—	0,3251
1,2—1,3	22,97	7,24	2,58	13,15	—	0,3564
1,3—1,4	24,18	8,19	2,31	13,68	—	0,2820
1,4—1,5	21,89	6,76	2,61	12,52	—	0,3861
1,5—1,6	21,20	6,33	2,39	12,48	—	0,3776
1,6—1,7	21,87	7,04	2,06	12,77	—	0,2926
1,7—1,8	20,77	6,32	2,02	12,43	—	0,3196
1,8—1,9	19,89	6,05	2,22	11,62	—	0,3669
1,9—2,0	22,54	6,54	2,50	13,50	—	0,3823
2,0—2,5	19,92	5,52	2,30	12,10	—	0,4167
2,5—3,0	19,41	5,14	1,51	12,76	—	0,2946
3—4	18,86	4,80	1,53	12,53	—	0,3180
4—5	18,13	4,22	1,35	12,56	—	0,3199
5—6	18,37	3,75	1,17	13,45	—	0,3133
6—7	17,02	3,36	1,28	12,38	—	0,3806
7—8	16,76	3,30	1,17	12,29	—	0,355
8—9	17,10	2,94	1,20	12,96	—	0,408
9—10	16,55	3,06	1,04	12,45	—	0,340
10—11	16,07	2,81	1,04	12,22	—	0,370
11—12	16,04	2,76	1,00	12,28	—	0,362
12—13	15,81	2,50	0,95	12,36	—	0,380
13—14	15,95	2,77	0,90	12,28	—	0,325
14—15	15,84	2,65	0,83	12,36	0,0014	0,313
15—16	15,44	2,31	0,75	12,38	0,0025	0,325
16—17	15,50	2,29	0,85	12,36	0,0033	0,371
17—18	15,03	2,24	0,82	11,97	0,0042	0,366
18—19	15,17	2,46	0,73	11,98	0,0046	0,297
19—20	14,95	2,38	0,72	11,85	0,0056	0,303
20—25	14,61	2,17	0,78	11,65	0,0083	0,362
25—30	14,38	2,09	0,68	11,60	0,0122	0,324
30—40	13,91	1,99	0,74	11,22	0,0220	0,372
40—50	13,38	1,84	0,61	10,86	0,0400	0,330
50—60	13,21	1,82	0,56	10,73	0,1000	0,307
60—70	12,74	1,75	0,52	10,28	0,1900	0,300
70—80	12,57	1,70	0,49	10,07	0,2750	0,290
80—90	12,25	1,61	0,46	9,88	0,3500	0,285
90—100	12,02	1,58	0,47	9,55	0,4100	0,299

В основу прежней оценки σ_t [48] в области до 100 кэВ были положены данные Аттли [53]. В работе [50] показано, что при 2 кэВ σ_t на $1 \cdot 10^{-28} \text{ м}^2$, а при 24,5 кэВ на $0,4 \cdot 10^{-28} \text{ м}^2$ ниже этих данных. Данные же [52] при 48 и 63 кэВ хорошо согласуются с оцененными ранее, а при 78 и 92 кэВ лежат на $0,4 \cdot 10^{-28}$ и

$0,3 \cdot 10^{-28} \text{ м}^2$ ниже. Отметим также, что измеренные в [50] значения сечения рассеяния σ_n практически совпадают с оцененными ранее.

В результате анализа σ_i ^{235}U в области 0,1—100 кэВ оцененные данные были получены следующим образом. В интервале 0,1—0,3 кэВ в качестве оцененных были использованы данные Мишодо [54], которые совпадают с результатами Аттли [53] при усреднении по интервалу. В интервале 0,3—0,4 кэВ взяты средние значения Мишодо [54] и Аттли [53]. В области 0,4—1,7 кэВ в качестве оцененных приняты данные Аттли [53]. Здесь имеются еще измерения Дерриена [55], но подробная информация по эксперименту отсутствует. В области 1,7—2,5 кэВ было принято среднее данных Аттли [53] и Гнидака и др. [49]. В области 3—70 кэВ в основу оценки были положены измерения Аттли [53], поскольку измерения Бёкова и др. [56] являются относительными. Из них была извлечена только более детальная структура. Отдавать предпочтение измерениям Гнидака и др. [49, 50] при 2 и 24,5 кэВ оснований не было. На это указывает анализ баланса сечений. В работах [49, 50] получены низкие по сравнению с оцененными в настоящей работе значения α . В области 70—100 кэВ оценка основывается на данных Пёница и др. [52], которые легли в основу оценки в области более высоких энергий.

Мур и др. [42] провели измерения сечения деления σ_f в области ниже 25 кэВ. Использование пучка поляризованных нейтронов и поляризованной мишени позволило разделить данные по спином составного ядра для s -волны и разрешить ряд дублетов. В результате анализа данных в области разрешенных резонансов с учетом пропуска уровней из-за малой нейтронной ширины было получено значительно меньшее, чем принималось ранее, среднее расстояние между резонансами: $\langle D \rangle_{\text{набл}} = 0,438 \pm \pm 0,038 \text{ эВ}$. Данные по средним сечениям σ_f для двух спиновых состояний 3⁻ и 4⁻ приведены в табл. 3.7.

Оцененные значения сечений σ_i , σ_f , σ_{ny} , σ_n , σ_{nn} и α даны в табл. 3.8. Для получения оцененных значений σ_f в более мелких интервалах были использованы данные Лэмли [63], измеренные с хорошим энергетическим разрешением и перенормированные к оцененным значениям σ_f .

3.2. РАСЧЕТ СРЕДНИХ СЕЧЕНИЙ И ПОЛУЧЕНИЕ СРЕДНИХ РЕЗОНАНСНЫХ ПАРАМЕТРОВ

Средние сечения рассчитывались по общеизвестному выражению, полученному путем усреднения одноуровневой формулы Брейта—Вигнера по интервалу энергий, содержащему достаточно большое число резонансов:

$$\langle \sigma_{nx} \rangle = \frac{2\pi^2}{k^2} \sum_r \frac{g_r}{\langle D \rangle_r} \frac{\langle \Gamma_n \rangle_r \langle \Gamma_x \rangle_r}{\langle \Gamma \rangle_r} S_{nxr}, \quad (3.1)$$

где $\langle \Gamma_x \rangle$, $\langle \Gamma \rangle$ — средние парциальные и полная ширины для состояния r ; g_r — его статистический фактор; S_{nxr} — фактор учета флуктуаций парциальных ширин. Проведенные многочисленные

расчеты средних сечений по модели «черного» ядра, которая была положена в основу при получении формулы (3.1), показали качественное согласие с экспериментальными данными. Модель «черного» ядра является довольно грубой, однако, поскольку она используется при параметризации средних сечений в узкой энергетической области (до 100 кэВ) и, по существу, только для определения факторов p_i , нестрогость этой модели на конечных результатах практически не сказывается. При расчете сечений учитывалось наличие процесса $(n, \gamma f)$, обусловленного низким значением порога деления. Экспериментальные значения средних ширин этого процесса, по данным [57], следующие: $\langle \Gamma_{\gamma f} \rangle_{3-} = 4,7 \pm 2,3 \text{ мэВ}$, $\langle \Gamma_{\gamma f} \rangle_{4-} = 2,1 \pm 0,7 \text{ мэВ}$. Сечение его рассчитывалось как

$$\langle \sigma_{\gamma f} \rangle = \sum_r \langle \sigma_{ny}^c \rangle_r \frac{\langle \Gamma_{\gamma f} \rangle_r}{\langle \Gamma_{\gamma}^c \rangle_r}, \quad (3.2)$$

где $\langle \Gamma_{\gamma}^c \rangle_r$, $\langle \sigma_{ny}^c \rangle_r$ — средняя радиационная ширина и соответствующее сечение.

Расчет факторов S_{nxr} проводился с использованием распределения Портера—Томаса с целыми значениями чисел степеней свободы. В рассматриваемой области энергий возможно возбуждение пяти уровней ядра-мишени: $E_1 = 0,07 \text{ кэВ}$, $l^n = 1/2^+$; $E_2 = 13 \text{ кэВ}$, $l^n = 3/2^+$; $E_3 = 46 \text{ кэВ}$, $l^n = 9/2^-$; $E_4 = 52 \text{ кэВ}$, $l^n = 5/2^+$; $E_5 = 82 \text{ кэВ}$, $l^n = 7/2^+$. Как следствие, эффективное число степеней свободы распределения неупругих ширин будет зависеть от энергии возбуждения. Формат ENDF/B, однако, не предусматривает такой возможности. Использование постоянных чисел свободы ν_{nr} , конечно, отразится на учете конкуренции реакции (n, n') и значениях получаемых параметров, но, по-видимому, незначительно. Выбор чисел степеней свободы ν_{nr} проводился на тех же основаниях, что и в работе [48] (табл. 3.9). Отметим, что принятые здесь числа степеней свободы ν_f для p -волны заметно отличаются от чисел в работе [42].

Расчет средних ширин процессов осуществлялся по формулам, приведенным в работе [58]. Для представления сечения фотопоглощения при расчете радиационных ширин $\langle \Gamma_{\gamma} \rangle_r$ использовались параметры работы [59], полученные из описания экспериментальных данных в области низких энергий ($e_{\gamma} \leq 6 \text{ МэВ}$). Нормировка к $\langle \Gamma_{\gamma} \rangle_{\text{набл}}$ осуществлялась с учетом процесса $(n, \gamma f)$,

Таблица 3.9. Числа степеней свободы распределения Портера—Томаса нейтронов, делительных и неупругих ширин

l	J	π	ν_{nr}	ν_{fr}	$\nu_{n'r}$
0	3	—	1	3	3
0	4	—	1	2	2
1	2	+	1	4	2
1	3	+	2	3	2
1	4	+	2	4	3
1	5	+	1	3	2

что обусловило зависимость $\langle \Gamma_\nu \rangle$ от углового момента. В качестве первоначального значения для $\langle \Gamma_\nu \rangle_{\text{набл}}$ было принято значение $0,035$ эВ [42].

Средние делительные ширины $\langle \Gamma_f \rangle$, для s -волны и силовая функция S_0 в области до 25 кэВ получены подгонкой к среднеинтервальным данным [42] по $\langle \sigma_f \rangle_{3-}$, $\langle \sigma_f \rangle_{4-}$, нормированным к оцененным данным по $\langle \sigma_f \rangle$ и данным по $\langle \sigma_a \rangle$ с учетом вклада p -волны. Ширины остальных состояний при более высоких энергиях были получены из условия описания сечений $\langle \sigma_f \rangle$ и $\langle \sigma_{n,\nu} \rangle$. Принятый подход несколько отличался от использованного в работе [42]. Так, мы отказались от зависимости силовых функций от спина составного ядра из-за отсутствия надежной информации о такой зависимости. Результаты [42] из данных по разрешенным резонансам дают близкие значения: $S_{3-} = (0,945 \pm 0,098) \cdot 10^{-4}$ и $S_{4-} = (1,043 \pm 0,089) \cdot 10^{-4}$, в то время как подогнанные к сечениям в области неразрешенных резонансов различаются заметно. В настоящей работе были получены следующие значения силовых функций: $S_0 = 0,98 \cdot 10^{-4}$ и $S_1 = 1,60 \cdot 10^{-4}$ для всей области энергий.

Для расчета средних расстояний $\langle D \rangle_f$ между резонансами была использована модификация [60, 61] сверхтекучей модели плотности уровней, учитывающая коллективные эффекты. Необходимые параметры получены в работе [62] для наиболее точного значения $\langle D \rangle_{\text{набл}}$, равного $0,438$ эВ [42].

Для определения радиуса рассеяния принималось значение сечения потенциального рассеяния $\sigma_p = 11,7 \cdot 10^{-28}$ м² согласно работе [53], что при низких энергиях дает значение $R_0' = 9,65 \cdot 10^{-13}$ см. Радиус канала $a = 0,83908 \cdot 10^{-12}$ см в соответствии с выражением

$$a = r_0 A^{1/3} + 0,08, \quad (3.3)$$

где $r_0 = 1,23 \cdot 10^{-13}$ см.

Методика получения средних параметров S_0 , $\langle \Gamma_f \rangle_{3-}$ и $\langle \Gamma_f \rangle_{4-}$ основана на следующих предположениях: 1) флуктуации сечений $\langle \sigma_a \rangle$, $\langle \sigma_f \rangle_{3-}$ и $\langle \sigma_f \rangle_{4-}$ обусловлены только флуктуациями данных параметров; 2) ширины Γ_{13-}^0 и Γ_{13-}^0 подчиняются распределениям Портера—Томаса относительно их средних по выбранным интервалам. Обоснованность этих предположений должна быть подтверждена в первую очередь согласием расчетных и экспериментальных данных по факторам самоэкранировки. Естественно, что интерференционные эффекты, существенные для ядра ^{235}U , могут также привести к определенному изменению полученных параметров.

3.3. ОЦЕНЕННЫЕ ДАННЫЕ ПО СРЕДНИМ СЕЧЕНИЯМ И РЕЗОНАНСНЫМ ПАРАМЕТРАМ

Как отмечалось выше, оцененные данные по сечению деления $\langle \sigma_f \rangle$ и величине $\langle a \rangle$ были получены на основе экспериментальных данных в гл. 5. Это же относится и к полному сечению $\langle \sigma_t \rangle$.

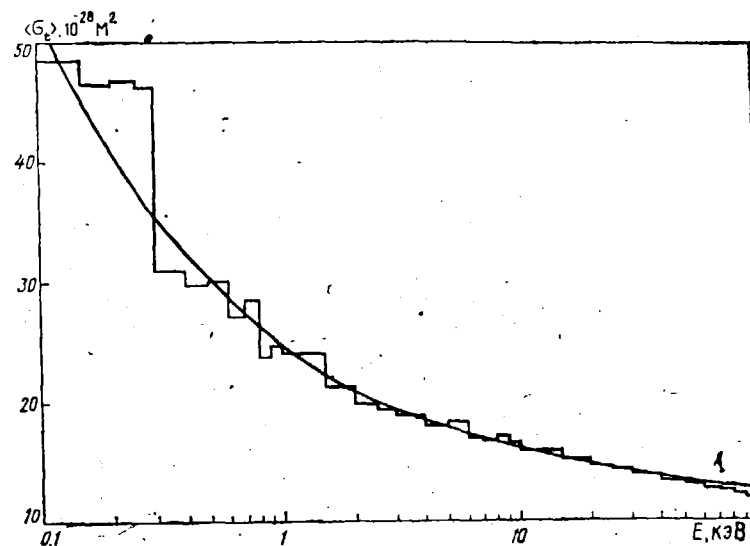


Рис. 3.1. Сравнение расчетных (сплошная кривая) и оцененных из эксперимента (гистограмма) данных по полному сечению σ_t .

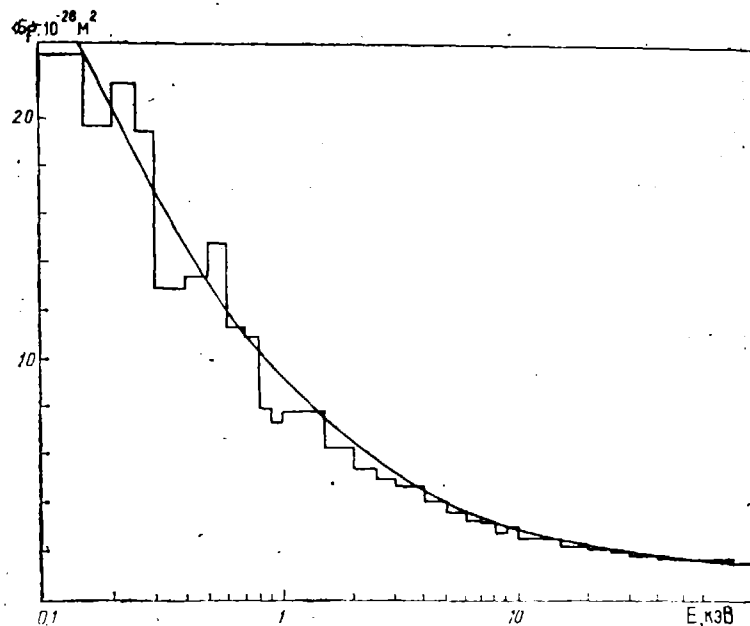


Рис. 3.2. Сравнение расчетных (сплошная кривая) и оцененных данных (гистограмма) по сечению деления σ_f .

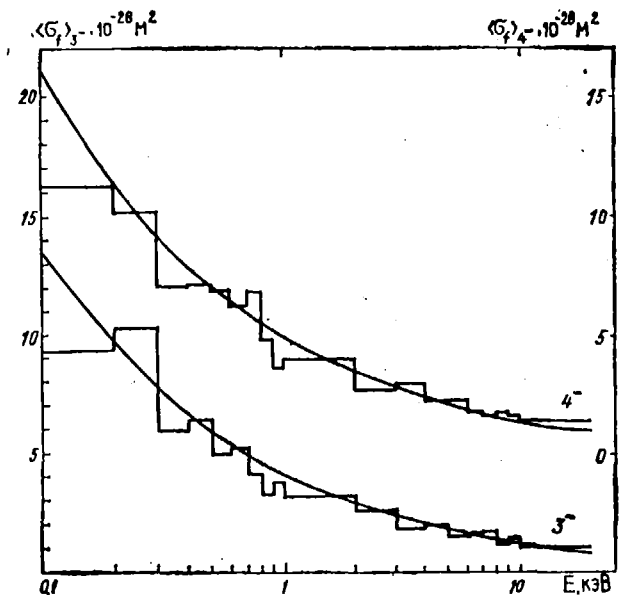


Рис. 3.3. Сравнение расчетных (сплошная кривая) и оцененных (гистограмма) данных по сечению $\langle \sigma_f \rangle_{3-}$ и $\langle \sigma_f \rangle_{4-}$.

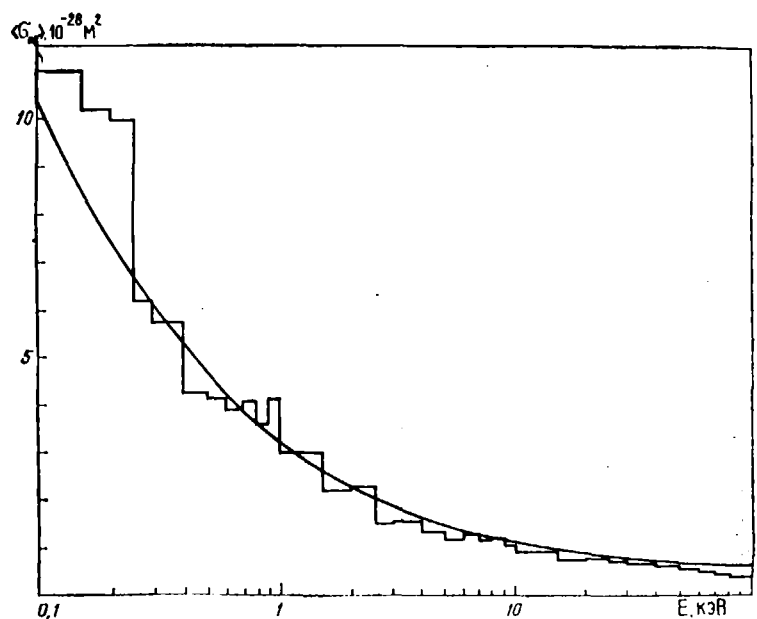


Рис. 3.4. Сравнение расчетных (сплошная кривая) и оцененных из эксперимента (гистограмма) данных по сечению захвата σ_{ny} .

Таблица 3.10. Различные варианты описания экспериментальных данных для ^{235}U ($S_0 = 0,98 \cdot 10^{-4}$, $\langle D \rangle = 0,438$ эВ, $\sigma_p = 11,7 \cdot 10^{-28} \text{ м}^2$, $\sigma - 10^{-28} \text{ м}^2$)

гп	—	3-	4-	2+	3+	4+	5+
Г _γ , эВ	Среднее 0,031	0,0315	0,0306	0,0322	0,0315	0,0306	0,0296
Е, кэВ	σ_f	без п. γf	$\sigma_{пн'}$	$\sigma_{пн}$ без п. γf	$\sigma_{γf}$	σ_f с п. γf	

$$S_1 = 1,6 \cdot 10^{-4}$$

0,1	52,159	29,740	0	10,195	0	29,740
1,0	24,564	9,255	0	3,058	0	9,255
10,0	15,868	3,149	0	0,982	0	3,149
30,0	14,034	2,191	0,010	0,664	0	2,191
50,0	13,343	1,947	0,047	0,581	0	1,947
70,0	12,896	1,786	0,130	0,521	0	1,786
100,0	12,409	1,594	0,248	0,464	0	1,594

гп	—	3-	4-	2+	3+	4+	5+
Г _γ , эВ	Среднее 0,035	0,0343	0,0356	0,0361	0,0368	0,0354	0,0328
Е, кэВ	σ_f	без п. γf	$\sigma_{пн'}$	$\sigma_{пн}$ без п. γf	$\sigma_{γf}$	σ_f с п. γf	

$$S_1 = 1,6 \cdot 10^{-4}$$

0,1	52,159	28,543	0	10,608	0,725	29,268
1,0	24,564	8,867	0	3,229	0,221	9,088
10,0	15,868	3,044	0	1,042	0,072	3,116
30,0	14,034	2,121	0,010	0,709	0,050	2,171
50,0	13,343	1,882	0,044	0,620	0,046	1,928
70,0	12,896	1,726	0,124	0,557	0,043	1,769
100,0	12,409	1,551	0,239	0,498	0,042	1,593

гп	—	3-	4-	2+	3+	4+	5+
Г _γ , эВ	Среднее 0,031	0,0303	0,0316	0,0320	0,0327	0,0314	0,0290
Е, кэВ	σ_f	без п. γf	$\sigma_{пн'}$	$\sigma_{пн}$ без п. γf	$\sigma_{γf}$	σ_f с п. γf	

$$S_1 = 1,6 \cdot 10^{-4}$$

0,1	52,159	29,287	0	9,877	0,695	29,983
1,0	24,564	9,121	0	2,995	0,211	9,332
10,0	15,868	3,107	0	0,964	0,069	3,176
30,0	14,034	2,164	0,010	0,652	0,046	2,212
50,0	13,343	1,921	0,046	0,570	0,044	1,965
70,0	12,896	1,766	0,127	0,510	0,041	1,807
100,0	12,409	1,577	0,245	0,452	0,039	1,616

Продолжение табл. 3.10

$J\pi$	—	3 ⁻	4 ⁻	2 ⁺	3 ⁺	4 ⁺	5 ⁺
$E, \text{эВ}$	Среднее 0,031	0,0303	0,0316	0,0320	0,0327	0,0314	0,0290
$E, \text{кэВ}$	σ_t	без $n, \gamma f$	$\sigma_{nn'}$	без $n, \gamma f$	$\sigma_{\gamma f}$	σ_f без $n, \gamma f$	

$$S_1 = 1,8 \cdot 10^{-4}$$

0,1	52,159	29,294	0	9,879	0,695	29,989
1,0	24,564	9,141	0	3,001	0,212	9,353
10,0	15,868	3,166	0	0,983	0,070	3,236
30,0	14,034	2,257	0,011	0,679	0,050	2,307
50,0	13,343	2,020	0,048	0,599	0,046	2,066
70,0	12,896	1,857	0,139	0,538	0,043	1,900
100,0	12,409	1,670	0,271	0,478	0,041	1,711

Сечение упругого рассеяния $\langle \sigma_n \rangle$ было рассчитано для значения сечения потенциального рассеяния в области низких энергий, равного $11,7 \cdot 10^{-28} \text{ м}^2$. Оно было получено в работе [53] и представляется наиболее надежным. Экспериментальные данные по $\sigma_{nn'}$ полностью отсутствуют.

На первой стадии оценки были получены средние параметры, позволяющие описать гладкий ход сечений. Это обеспечивает минимальный разброс параметров $S_0, \langle \Gamma \rangle_{3-}$ и $\langle \Gamma \rangle_{4-}$ при учете структуры в сечениях. Описание гладкого хода сечений, оцененных из эксперимента, приведено на рис. 3.1—3.4. Отметим, что вклад процесса $(n, \gamma f)$ в сечение деления для ^{235}U составляет по результатам расчета $\sim 3\%$ в области 0,1—100 кэВ.

На второй стадии, по данным оцененных сечений $\langle \sigma_n \rangle, \langle \sigma_f \rangle_{3-}$ и $\langle \sigma_f \rangle_{4-}$, были получены параметры $S_0, \langle \Gamma \rangle_{3-}$ и $\langle \Gamma \rangle_{4-}$, учитывающие флуктуации указанных сечений в области до 25 кэВ. В области более высоких энергий, как показывает рассмотрение оцененных из эксперимента сечений, заметных флуктуаций нет. С другой стороны, в этой области энергий резко возрастает вклад p -волны и возлагать всю ответственность за флуктуации только на s -волну нет оснований.

Во всех вариантах получено удовлетворительное описание полного сечения и сечений деления в области энергий 0,1—100 кэВ, что обусловлено корректным выбором начальных данных. Расчет с начальными параметрами ($\bar{\Gamma}_\gamma = 35 \text{ мэВ}$) дает сечение радиационного захвата, которое на $\sim 10\%$ выше оцененных данных. Варьирование значения силовой функции для p -волны в разумных пределах не привело к сколько-нибудь существенному понижению σ_{ny} вследствие слабого влияния S_1 на σ_{ny} . Отсутствие экспериментальных данных по $\sigma_{nn'}$ не позволяет проверить корректность расчета сечения неупругого рассеяния, использование же различных методов расчета $\sigma_{nn'}$ (расчет по статистической модели, выбор более высоких значений степеней свободы $\nu_{nn'}$ для p -волны) также не привело к понижению σ_{ny} . Приемлемого описания экспериментальных данных по σ_{ny} можно

Таблица 3.11. Средние расстояния $\langle D \rangle$ между резонансами ^{235}U

$E, \text{кэВ}$	$\langle D \rangle_{2^+}, \text{эВ}$	$\langle D \rangle_{3^\pm}, \text{эВ}$	$\langle D \rangle_{4^\pm}, \text{эВ}$	$\langle D \rangle_{1^+}, \text{эВ}$
0,10—0,15	1,2708	0,9512	0,7875	0,6966
0,15—0,20	1,2706	0,9511	0,7874	0,6965
0,20—0,25	1,2705	0,9510	0,7873	0,6964
0,25—0,30	1,2704	0,9509	0,7872	0,6964
0,3—0,4	1,2702	0,9507	0,7871	0,6963
0,4—0,5	1,2699	0,9505	0,7869	0,6961
0,5—0,6	1,2697	0,9504	0,7868	0,6960
0,6—0,7	1,2694	0,9502	0,7866	0,6958
0,7—0,8	1,2691	0,9500	0,7865	0,6957
0,8—0,9	1,2689	0,9498	0,7863	0,6955
0,9—1,0	1,2686	0,9496	0,7861	0,6954
1,0—1,1	1,2683	0,9494	0,7860	0,6952
1,1—1,2	1,2681	0,9492	0,7858	0,6951
1,2—1,3	1,2678	0,9490	0,7856	0,6950
1,3—1,4	1,2675	0,9488	0,7855	0,6948
1,4—1,5	1,2673	0,9486	0,7853	0,6947
1,5—1,6	1,2670	0,9484	0,7852	0,6945
1,6—1,7	1,2668	0,9482	0,7850	0,6944
1,7—1,8	1,2665	0,9480	0,7848	0,6942
1,8—1,9	1,2663	0,9478	0,7847	0,6941
1,9—2,0	1,2660	0,9476	0,7845	0,6939
2,0—2,5	1,2652	0,9470	0,7840	0,6935
2,5—3,0	1,2639	0,9460	0,7832	0,6928
3—4	1,2620	0,9446	0,7820	0,6917
4—5	1,2594	0,9426	0,7804	0,6903
5—6	1,2568	0,9407	0,7788	0,6888
6—7	1,2542	0,9388	0,7771	0,6874
7—8	1,2516	0,9368	0,7755	0,6860
8—9	1,2490	0,9349	0,7739	0,6846
9—10	1,2465	0,9330	0,7723	0,6831
10—11	1,2439	0,9310	0,7707	0,6817
11—12	1,2413	0,9291	0,7691	0,6803
12—13	1,2388	0,9272	0,7675	0,6789
13—14	1,2362	0,9253	0,7660	0,6775
14—15	1,2337	0,9234	0,7644	0,6761
15—16	1,2312	0,9215	0,7628	0,6747
16—17	1,2286	0,9196	0,7612	0,6733
17—18	1,2261	0,9177	0,7596	0,6719
18—19	1,2236	0,9158	0,7581	0,6705
19—20	1,2211	0,9139	0,7565	0,6691
20—25	1,2135	0,9083	0,7518	0,6649
25—30	1,2011	0,8990	0,7441	0,6580
30—40	1,1828	0,8852	0,7326	0,6479
40—50	1,1587	0,8671	0,7176	0,6348
50—60	1,1352	0,8495	0,7030	0,6216
60—70	1,1121	0,8322	0,6886	0,6088
70—80	1,0896	0,8153	0,6746	0,5964
80—90	1,0675	0,7987	0,6609	0,5842
90—100	1,0459	0,7825	0,6474	0,5722

достичь двумя способами: 1) уменьшить значение $\bar{\Gamma}_\gamma$ с 35 до 31 мэВ, считая, что $\bar{\Gamma}_\gamma$ для s - и p -волны одинаково; 2) сохранить $\bar{\Gamma}_\gamma$ равной 35 мэВ, уменьшив $\bar{\Gamma}_\gamma$ для p -волны на 15% (до $\sim 29 \text{ мэВ}$). Эти варианты расчетов полного сечения, сечений деления и радиационного захвата с учетом и без учета $(n, \gamma f)$ -процесса даны в табл. 3.10. Значения $S_0, \langle \Gamma \rangle_{3-}, \langle \Gamma \rangle_{4-}$ оставались

Таблица 3.12. Значения силовой функции S_0 и средних нейтронных ширин $\langle \Gamma_n \rangle_{3-}$ и $\langle \Gamma_n \rangle_{4-}$

$E, \text{кэВ}$	$S_0, 10^{-4}$	$\langle \Gamma_n \rangle_{3-}, \text{мэВ}$	$\langle \Gamma_n \rangle_{4-}, \text{мэВ}$
0,10—0,15	0,9060	0,9635	0,7977
0,15—0,20	0,9723	1,2233	1,0128
0,20—0,25	1,1742	1,6749	1,3866
0,25—0,30	1,0430	1,6447	1,3616
0,3—0,4	0,8776	1,5611	1,2924
0,4—0,5	0,9399	1,8953	1,5690
0,5—0,6	1,1270	2,5118	2,0795
0,6—0,7	0,9698	2,3492	1,9448
0,7—0,8	1,0327	2,6866	2,2241
0,8—0,9	0,8472	2,3459	1,9421
0,9—1,0	0,9124	2,6703	2,2107
1,0—1,1	1,0466	3,2196	2,6654
1,1—1,2	1,0666	3,4333	2,8424
1,2—1,3	0,8707	2,9214	2,4185
1,3—1,4	0,9677	3,3734	2,7928
1,4—1,5	0,9002	3,2516	2,6919
1,5—1,6	0,8600	3,2110	2,6583
1,6—1,7	0,9259	3,5663	2,9524
1,7—1,8	0,8735	3,4642	2,8679
1,8—1,9	0,8967	3,6555	3,0263
1,9—2,0	1,0266	4,2959	3,5565
2,0—2,5	0,9457	4,2480	3,5168
2,5—3,0	0,8581	4,2572	3,5244
3—4	0,9429	5,2694	4,3623
4—5	0,9277	5,8660	4,8561
5—6	0,8941	6,2371	5,1635
6—7	0,9293	7,0331	5,8223
7—8	0,9394	7,6213	6,3092
8—9	0,9408	8,1090	6,7129
9—10	0,9616	8,7440	7,2385
10—11	0,9477	9,0416	7,4848
11—12	0,9542	9,5076	7,8705
12—13	0,8916	9,2427	7,6512
13—14	0,9860	10,5999	8,7746
14—15	0,9538	10,6057	8,7793
15—16	0,8173	9,3763	7,7616
16—17	0,9010	10,6428	8,8100
17—18	0,8881	10,7817	8,9249
18—19	0,9332	11,6237	9,6218
19—20	0,9104	11,6185	9,6174
20—25	0,9504	12,9478	10,7176
25—30	0,9800	14,6093	12,0924
30—40	0,9800	16,2286	13,4321
40—50	0,9800	18,0265	14,9192
50—60	0,9800	19,5235	16,1570
60—70	0,9800	20,7924	17,2060
70—80	0,9800	21,8808	18,1054
80—90	0,9800	22,8208	18,8819
90—100	0,9800	23,6365	19,5554

при этом без изменений. Учитывая тот факт, что В. Ф. Украинцев и др. [51] при описании экспериментальных данных по функциям пропускания получили значение $\bar{\Gamma}_v = 30$ мэВ, мы в качестве окончательного варианта использовали значение $\bar{\Gamma}_v = 31$ мэВ, считая, что $\bar{\Gamma}_v$ для s - и p -волны одинаково. Это значение $\bar{\Gamma}_v$ не-

Таблица 3.13. Средние ширины радиационного захвата

$E, \text{кэВ}$	$\langle \Gamma_\gamma \rangle_{3-}, 10^{-3} \text{эВ}$	$\langle \Gamma_\gamma \rangle_{4-}, 10^{-3} \text{эВ}$	$\langle \Gamma_\gamma \rangle_{2+}, 10^{-3} \text{эВ}$	$\langle \Gamma_\gamma \rangle_{3+}, 10^{-3} \text{эВ}$	$\langle \Gamma_\gamma \rangle_{4+}, 10^{-3} \text{эВ}$	$\langle \Gamma_\gamma \rangle_{5+}, 10^{-3} \text{эВ}$
0,10—0,15	30,325	31,560	32,010	32,666	31,356	29,073
0,15—0,20	30,325	31,560	32,010	32,667	31,357	29,073
0,20—0,25	30,325	31,560	32,010	32,667	31,357	29,073
0,25—0,30	30,326	31,561	32,010	32,667	31,357	29,073
0,3—0,4	30,326	31,561	32,010	32,667	31,357	29,073
0,4—0,5	30,326	31,562	32,011	32,668	31,358	29,073
0,5—0,6	30,326	31,562	32,011	32,669	31,358	29,073
0,6—0,7	30,326	31,563	32,011	32,669	31,359	29,074
0,7—0,8	30,326	31,564	32,012	32,670	31,360	29,074
0,8—0,9	30,326	31,564	32,012	32,671	31,360	29,075
0,9—1,0	30,326	31,565	32,012	32,671	31,360	29,075
1,0—1,1	30,327	31,566	32,013	32,672	31,361	29,075
1,1—1,2	30,327	31,566	32,013	32,672	31,362	29,075
1,2—1,3	30,327	31,567	32,013	32,673	31,362	29,075
1,3—1,4	30,327	31,567	32,013	32,673	31,362	29,075
1,4—1,5	30,327	31,568	32,014	32,674	31,363	29,076
1,5—1,6	30,327	31,568	32,013	32,674	31,363	29,076
1,6—1,7	30,327	31,569	32,014	32,675	31,364	29,076
1,7—1,8	30,327	31,570	32,014	32,676	31,365	29,076
1,8—1,9	30,328	31,570	32,015	32,677	31,365	29,077
1,9—2,0	30,328	31,571	32,015	32,677	31,366	29,077
2,0—2,5	30,328	31,573	32,016	32,679	31,367	29,077
2,5—3,0	30,328	31,576	32,017	32,682	31,370	29,078
3—4	30,329	31,580	32,019	32,686	31,374	29,080
4—5	30,330	31,586	32,022	32,692	31,379	29,082
5—6	30,331	31,592	32,024	32,698	31,383	29,084
6—7	30,333	31,598	32,027	32,704	31,389	29,087
7—8	30,333	31,604	32,030	32,710	31,394	29,089
8—9	30,335	31,610	32,033	32,716	31,399	29,091
9—10	30,336	31,616	32,035	32,722	31,404	29,093
10—11	30,337	31,621	32,038	32,728	31,409	29,095
11—12	30,338	31,628	32,041	32,734	31,414	29,097
12—13	30,339	31,633	32,043	32,740	31,419	29,099
13—14	30,340	31,639	32,046	32,746	31,424	29,101
14—15	30,340	31,643	32,047	32,750	31,428	29,102
15—16	30,340	31,650	32,049	32,756	31,433	29,105
16—17	30,341	31,655	32,052	32,762	31,438	29,107
17—18	30,343	31,662	32,055	32,768	31,443	29,109
18—19	30,344	31,667	32,057	32,774	31,448	29,111
19—20	30,345	31,674	32,060	32,780	31,453	29,113
20—25	30,348	31,691	32,068	32,798	31,468	29,119
25—30	30,354	31,722	32,082	32,828	31,494	29,129
30—40	30,361	31,767	32,102	32,873	31,532	29,144
40—50	30,372	31,827	32,128	32,932	31,583	29,133
50—60	30,382	31,887	32,154	32,992	31,634	29,156
60—70	30,392	31,948	32,154	33,050	31,684	29,179
70—80	30,402	32,008	32,173	33,109	31,734	29,202
80—90	30,411	32,068	32,191	33,167	31,784	29,223
90—100	30,422	32,128	32,209	33,224	31,833	29,245

сколько меньше (на 10%) значений $\bar{\Gamma}_v$, полученных из области разрешенных резонансов. При этом достигнуто удовлетворительное описание экспериментальных данных по $\sigma_i, \sigma_l, \sigma_{nv}$ в области энергий 0,1—100 кэВ при значении сечения потенциального рассеяния в области низких энергий, равном $11,7 \cdot 10^{-28} \text{ м}^2$.

Таблица 3.14. Средние неупругие ширины

E, кэВ	$\langle \Gamma_{n'} \rangle_{3-}$ 10 ⁻⁴ эВ	$\langle \Gamma_{n'} \rangle_{4-}$ 10 ⁻⁴ эВ	$\langle \Gamma_{n'} \rangle_{2+}$ 10 ⁻⁴ эВ	$\langle \Gamma_{n'} \rangle_{3+}$ 10 ⁻⁴ эВ	$\langle \Gamma_{n'} \rangle_{4+}$ 10 ⁻⁴ эВ	$\langle \Gamma_{n'} \rangle_{5+}$ 10 ⁻⁴ эВ
13—14	0,0056	—	2,7256	—	—	—
14—15	0,0288	—	4,5573	—	—	—
15—16	0,0616	—	5,0311	—	—	—
16—17	0,1014	—	6,5490	—	—	—
17—18	0,1471	—	7,1728	—	—	—
18—19	0,1977	—	8,4680	—	—	—
19—20	0,2526	—	8,6075	—	—	—
20—25	0,4392	—	11,2414	—	—	—
25—30	0,8066	—	14,1743	—	—	—
30—40	1,4494	—	17,1922	—	—	—
40—50	2,4150	—	20,3131	—	—	—
50—60	3,6014	6,5974	28,8924	4,9391	0,6280	0,5552
60—70	5,7998	9,8296	37,2804	10,4027	1,8272	1,6154
70—80	8,4568	12,4355	42,7824	14,0940	3,2717	2,8922
80—90	11,4786	14,8275	47,0765	21,4372	8,3969	4,2868
90—100	15,5278	17,7532	50,6066	28,5723	13,7312	5,7427

Полученные средние резонансные параметры ²³⁵U в области 0,1—100 кэВ в принятых энергетических интервалах приведены в табл. 3.11—3.16. Отметим, что рассчитанные значения $\langle \Gamma_{\gamma} \rangle_{3-} = 3,62$ мэВ и $\langle \Gamma_{\gamma} \rangle_{4-} = 1,44$ мэВ согласуются с экспериментальными значениями в пределах погрешностей [57] ($\langle \Gamma_{\gamma} \rangle_{3-} = 4,7 \pm 2,3$ мэВ и $\langle \Gamma_{\gamma} \rangle_{4-} = 2,1 \pm 0,7$ мэВ).

Рассчитанные по средним параметрам нейтронные сечения σ_t , σ_f , $\sigma_{n\gamma}$, $\sigma_{n\gamma}$ приведены в табл. 3.17. Видно, что в области энергий 0,1—30 кэВ, где имеется структура в сечениях, погрешность восстановления сечений по параметрам в достаточно малых энергетических интервалах (шириной 0,1 кэВ) равна в среднем для σ_t , σ_f и $\sigma_{n\gamma}$ 3—5%. Такое описание структуры сечений стало возможным благодаря подгонке Γ_j к экспериментальным значениям σ_f в выбранных энергетических интервалах. «Гладкие» значения параметров, плавно зависящие от энергии, дают возможность в области энергий 0,1—30 кэВ восстанавливать σ_f и $\sigma_{n\gamma}$ с погрешностью ~15% и σ_t с погрешностью ~4,5%.

Таким образом, в рамках принятой модели удалось достичь описания структуры нейтронных сечений σ_f и $\sigma_{n\gamma}$ в области энергий ниже 30 кэВ в пределах погрешностей оцененных данных, которые составляют для $\sigma_f \pm 4\%$, $\sigma_{n\gamma} \pm 5—7\%$. В области энергий 30—100 кэВ погрешности восстановления нейтронных сечений равны для $\sigma_f \sim 4,5\%$, $\sigma_{n\gamma} \sim 4\%$, $\sigma_t \sim 1,7\%$, что также согласуется с имеющимися погрешностями оцененных сечений в этой области ($\sigma_f = \pm 4\%$, $\sigma_{n\gamma} = \pm 7—11\%$, $\sigma_t = \pm 3\%$). Полное сечение σ_t восстанавливается в пределах экспериментальных погрешностей во всей рассматриваемой области энергий. Это означает, что при описании среднего сечения σ_t в области энергий до 100 кэВ нет необходимости вводить зависимость R_0' от энергии.

Таблица 3.15. Средние делительные ширины

E, кэВ	$\langle \Gamma_j \rangle_{3-}^*$ эВ	$\langle \Gamma_j \rangle_{4-}^*$ эВ	$\langle \Gamma_j \rangle_{2+}$ эВ	$\langle \Gamma_j \rangle_{3+}$ эВ	$\langle \Gamma_j \rangle_{4+}$ эВ	$\langle \Gamma_j \rangle_{5+}$ эВ
0,10—0,15	0,09789	0,12211	0,39994	0,11789	0,24984	0,08633
0,15—0,20	0,08891	0,11379	0,39991	0,11789	0,24982	0,08634
0,20—0,25	0,17475	0,08734	0,39987	0,11790	0,24979	0,08634
0,25—0,30	0,36114	0,12357	0,39983	0,11790	0,24976	0,08634
0,3—0,4	0,13267	0,12270	0,39977	0,11791	0,24972	0,08635
0,4—0,5	0,25165	0,16006	0,39969	0,11792	0,24967	0,08635
0,5—0,6	0,07349	0,86525	0,39962	0,11792	0,24962	0,08636
0,6—0,7	0,17151	0,16602	0,39954	0,11793	0,24957	0,08636
0,7—0,8	0,07735	0,28106	0,39947	0,11794	0,24952	0,08637
0,8—0,9	0,07939	0,17307	0,39939	0,11795	0,24947	0,08638
0,9—1,0	0,13908	0,06732	0,39931	0,11796	0,24942	0,08638
1,0—1,1	0,10477	0,09302	0,39924	0,11797	0,24937	0,08639
1,1—1,2	0,07630	0,42271	0,39916	0,11797	0,24932	0,08639
1,2—1,3	0,07669	0,32823	0,39908	0,11798	0,24927	0,08640
1,3—1,4	0,31715	0,17191	0,39900	0,11799	0,24922	0,08640
1,4—1,5	0,22186	0,10854	0,39893	0,11800	0,24917	0,08641
1,5—1,6	0,24618	0,05242	0,39885	0,11800	0,24911	0,08642
1,6—1,7	0,28223	0,17024	0,39878	0,11801	0,24907	0,08642
1,7—1,8	0,23848	0,15648	0,39870	0,11802	0,24902	0,08629
1,8—1,9	0,06899	0,33029	0,39862	0,11803	0,24897	0,08643
1,9—2,0	0,07540	0,26618	0,39855	0,11804	0,24892	0,08644
2,0—2,5	0,17724	0,10270	0,39831	0,11806	0,24876	0,08646
2,5—3,0	0,30193	0,15790	0,39793	0,11810	0,24851	0,08648
3—4	0,10719	0,29341	0,39736	0,11816	0,24813	0,08652
4—5	0,22465	0,15496	0,39659	0,11823	0,24763	0,08658
5—6	0,12863	0,25545	0,39583	0,11830	0,24712	0,08662
6—7	0,20619	0,10459	0,39507	0,11836	0,24662	0,08667
7—8	0,26575	0,10416	0,39430	0,11843	0,24612	0,08672
8—9	0,09688	0,15058	0,39354	0,11849	0,24562	0,08676
9—10	0,19406	0,14219	0,39278	0,11854	0,24512	0,08680
10—11	0,16367	0,12333	0,39202	0,11860	0,24462	0,08684
11—12	0,18046	0,12390	0,39127	0,11865	0,24413	0,08688
12—13	0,16504	0,11402	0,39050	0,11870	0,24363	0,08691
13—14	0,21452	0,14188	0,38975	0,11874	0,24314	0,08694
14—15	0,10726	0,27523	0,38899	0,11879	0,24264	0,08697
15—16	0,09679	0,27634	0,38824	0,11883	0,24215	0,08700
16—17	0,07409	0,21822	0,38749	0,11886	0,24165	0,08702
17—18	0,08770	0,19504	0,38674	0,11890	0,24116	0,08705
18—19	0,18431	0,20457	0,38598	0,11893	0,24067	0,08707
19—20	0,28513	0,13897	0,38523	0,11896	0,24018	0,08709
20—25	0,11320	0,15925	0,38298	0,11902	0,23872	0,08713
25—30	0,22878	0,15968	0,37927	0,11909	0,23630	0,08717
30—40	0,22979	0,16116	0,37373	0,11905	0,23271	0,08714
40—50	0,23092	0,16319	0,36645	0,11880	0,22801	0,08694
50—60	0,23180	0,16529	0,35928	0,11833	0,22340	0,08658
60—70	0,23244	0,16744	0,35223	0,11766	0,21889	0,08608
70—80	0,23284	0,16963	0,34529	0,11681	0,21446	0,08544
80—90	0,23304	0,17183	0,33847	0,11580	0,21012	0,08469
90—100	0,23306	0,17404	0,33178	0,11466	0,20587	0,08384

*) $\langle \Gamma_j \rangle_{\pi} + \langle \Gamma_{\gamma} \rangle_{\pi}$.

Таблица 3.16. Средние ширины процесса (λ , γ)

Е, кэВ	$\langle \Gamma_{\gamma} \rangle_{3-}$ 10^{-3} эВ	$\langle \Gamma_{\gamma} \rangle_{4-}$ 10^{-3} эВ	$\langle \Gamma_{\gamma} \rangle_{2+}$ 10^{-3} эВ	$\langle \Gamma_{\gamma} \rangle_{3+}$ 10^{-3} эВ	$\langle \Gamma_{\gamma} \rangle_{4+}$ 10^{-3} эВ	$\langle \Gamma_{\gamma} \rangle_{5+}$ 10^{-3} эВ
0,10—0,15	3,622	1,437	2,694	1,281	1,641	2,845
0,15—0,20	3,623	1,437	2,695	1,282	1,641	2,818
0,20—0,25	3,623	1,437	2,695	1,282	1,641	2,818
0,25—0,30	3,623	1,438	2,695	1,282	1,641	2,819
0,3—0,4	3,624	1,438	2,696	1,282	1,642	2,819
0,4—0,5	3,625	1,438	2,696	1,283	1,642	2,820
0,5—0,6	3,626	1,439	2,697	1,283	1,643	2,821
0,6—0,7	3,627	1,439	2,698	1,283	1,643	2,821
0,7—0,8	3,628	1,440	2,699	1,284	1,644	2,822
0,8—0,9	3,628	1,440	1,699	1,284	1,644	2,823
0,9—1,0	3,629	1,440	2,700	1,284	1,645	2,824
1,0—1,1	3,630	1,441	2,701	1,285	1,645	2,825
1,1—1,2	3,631	1,441	2,701	1,285	1,646	2,825
1,2—1,3	3,632	1,441	2,702	1,286	1,646	2,866
1,3—1,4	3,633	1,442	2,703	1,286	1,647	2,827
1,4—1,5	3,634	1,442	2,703	1,286	1,647	2,828
1,5—1,6	3,634	1,443	2,704	1,287	1,647	2,829
1,6—1,7	3,635	1,443	2,705	1,287	1,648	2,829
1,7—1,8	3,636	1,443	2,705	1,287	1,648	2,830
1,8—1,9	3,637	1,444	2,706	1,288	1,649	2,831
1,9—2,0	3,638	1,444	2,707	1,288	1,649	2,832
2,0—2,5	3,640	1,445	2,709	1,289	1,651	2,834
2,5—3,0	3,645	1,447	2,712	1,291	1,653	2,838
3—4	3,651	1,450	2,717	1,294	1,657	2,844
4—5	3,660	1,454	2,724	1,298	1,662	2,852
5—6	3,668	1,458	2,731	1,301	1,666	2,860
6—7	3,677	1,462	2,738	1,305	1,671	2,868
7—8	3,686	1,466	2,745	1,309	1,676	2,875
8—9	3,694	1,470	2,752	1,313	1,681	2,883
9—10	3,703	1,474	2,758	1,316	1,686	2,891
10—11	3,712	1,478	2,765	1,320	1,690	2,899
11—12	3,720	1,482	2,772	1,324	1,695	2,907
12—13	3,729	1,486	2,779	1,328	1,700	2,915
13—14	3,738	1,490	2,786	1,332	1,705	2,923
14—15	3,746	1,494	2,793	1,335	1,710	2,930
15—16	3,755	1,498	2,800	1,339	1,715	2,939
16—17	3,764	1,502	2,807	1,343	1,719	2,946
17—18	3,773	1,506	2,814	1,347	1,724	2,955
18—19	3,781	1,510	2,821	1,351	1,729	2,963
19—20	3,790	1,514	2,828	1,355	1,734	2,971
20—25	3,816	1,526	2,849	1,366	1,749	2,995
25—30	3,860	1,546	2,884	1,386	1,774	3,036
30—40	3,927	1,577	2,938	1,416	1,811	3,098
40—50	4,017	1,618	3,010	1,456	1,862	3,212
50—60	4,107	1,660	3,084	1,498	1,914	3,293
60—70	4,199	1,703	3,184	1,541	1,966	3,374
70—80	4,291	1,747	3,266	1,584	2,020	3,457
80—90	4,385	1,791	3,349	1,630	2,075	3,541
90—100	4,478	1,836	3,434	1,676	2,131	3,626

В качестве оцененных средних сечений следует рекомендовать значения $\langle \sigma_i \rangle$, $\langle \sigma_f \rangle$, $\langle \sigma_{ny} \rangle$, полученные из экспериментальных данных. В качестве оцененного нельзя использовать рассчитанное здесь сечение неупругого рассеяния $\langle \sigma_{nл} \rangle$, так как оно определяется при достаточно грубых предположениях, достаточных, однако, для учета конкуренции этого процесса. Кроме того, необходимо учесть и вклад прямого механизма процесса, хотя он и невелик (10^{-30} м² при 100кэВ). Сечение упругого рассеяния $\langle \sigma_n \rangle$ было получено как разность полного и парциальных сечений. Оцененные средние сечения приведены в табл. 3.8. Отметим, что для получения оцененных данных по $\langle \sigma_f \rangle$ в более мелких энергетических интервалах использовались результаты работы [63], полученные с хорошим разрешением, которые были перенормированы к оцененным данным σ_f .

Для получения средних параметров мы использовали способ, рекомендуемый форматом ENDF/B. С теоретической точки зрения этот способ не вполне корректен [64]. Во-первых, нет никаких оснований предполагать, что флуктуации в среднем сечении обусловлены флуктуациями данной конкретной средней ширины (ведь мы довольно произвольно принимаем, что данная ширина флуктуирует, чтобы объяснить флуктуации в сечении). Нет также оснований считать, что усредненные по малым энергетическим интервалам нейтронные ширины Γ_n^0 подчиняются распределению Портера—Томаса около их локальных средних величин.

Во-вторых, определяя средние параметры и их распределения, мы находим, по существу, вероятность распределения среднего значения сечения, но не саму истинную величину сечения. Подгоняя же Γ_n^0 в отдельных интервалах к среднему сечению в этих интервалах, мы неявно предполагаем, что наиболее вероятное значение среднего сечения есть истинная величина этого сечения. Флуктуации средних сечений по интервалам определяются шириной интервалов усреднения, и нет четких критериев по выбору этих интервалов (по-видимому, ширины интервалов усреднения по порядку величины должны быть равны интервалам между последовательными энергетическими точками, в которых средние параметры определены).

Ввиду того что отсутствуют строгие теоретические обоснования применяемой нами модели, она может рассматриваться как способ параметризации средних сечений, который воспроизводит средние сечения, но нет оснований ожидать, что он даст достаточно корректные значения факторов самоэкранировки, поскольку параметризация неоднозначна и никакой информации по пропусканью не было использовано при получении этих параметров. Поэтому измерение функций пропускания для набора толщин образцов является актуальной задачей.

Таблица 3.17. Рассчитанные по средним параметрам нейтронные сечения для ^{235}U (10^{-28} м²)

E , кэВ	σ_t	σ_t^f без (п. γ/)	$\sigma_{\text{пг}}$	σ_f с (п. γ/)	$\sigma_{\text{пг}}'$	$\sigma_{\text{пг}}$ без (п. γ/)
0,10—0,15	45,163(7,0%)*	21,518	0,620	22,138(1,9%)	0	10,862(0,0%)
0,15—0,20	42,060(9,6%)	18,825	0,522	19,347(1,7%)	0	10,180(-0,2%)
0,20—0,25	44,025(6,0%)	20,581	0,458	21,039(2,0%)	0	9,971(-0,1%)
0,25—0,30	37,690(14,1%)	18,698	0,413	19,111(2,2%)	0	6,229(-1,0%)
0,3—0,4	31,112(0,1%)	12,718	0,365	13,083(-0,3%)	0	5,753(-0,2%)
0,4—0,5	30,039(-0,9%)	13,180	0,320	13,500(0,1%)	0	4,279(-0,4%)
0,5—0,6	31,575(-0,9%)	14,607	0,288	14,895(0,1%)	0	4,162(-0,3%)
0,6—0,7	27,460(-1,0%)	10,951	0,264	11,215(1,4%)	0	3,918(0,1%)
0,7—0,8	27,321(4,3%)	10,570	0,245	10,815(1,4%)	0	4,093(-0,1%)
0,8—0,9	23,777(-0,1%)	7,754	0,230	7,984(0,7%)	0	3,594(-0,1%)
0,9—1,0	23,997(2,9%)	7,168	0,217	7,385(0,6%)	0	4,149(-0,2%)
1,0—1,1	25,097(3,2%)	8,002	0,206	8,208(-0,3%)	0	4,308(-0,2%)
1,1—1,2	24,749(2,5%)	9,123	0,197	9,320(0,1%)	0	3,061(-0,1%)
1,2—1,3	21,960(4,4%)	7,133	0,188	7,321(-1,4%)	0	2,590(-0,4%)
1,3—1,4	22,656(6,3%)	8,009	0,181	8,190(-0,2%)	0	2,312(-0,1%)
1,4—1,5	21,555(1,5%)	6,586	0,174	6,760(-0,3%)	0	2,610(0,0%)
1,5—1,6	20,822(1,8%)	6,156	0,168	6,324(-0,2%)	0	2,394(-0,2%)
1,6—1,7	21,207(3,0%)	6,868	0,163	7,031(-0,2%)	0	2,061(0,0%)
1,7—1,8	20,428(1,7%)	6,166	0,158	6,321(-0,4%)	0	2,023(-0,1%)
1,8—1,9	20,412(-2,6%)	5,890	0,154	6,044(-0,2%)	0	2,227(-0,3%)
1,9—2,0	21,384(5,1%)	6,391	0,150	6,541(-0,3%)	0	2,501(0,0%)
2,0—2,5	20,035(-0,6%)	5,382	0,139	5,521(0,0%)	0	2,300(0,0%)
2,5—3,0	18,585(4,3%)	5,016	0,126	5,142(0,0%)	0	1,510(0,0%)
3—4	18,402(2,4%)	4,688	0,112	4,800(0,0%)	0	1,531(0,0%)
4—5	17,542(3,2%)	4,120	0,099	4,219(-0,7%)	0	1,349(0,0%)
5—6	16,825(8,4%)	3,660	0,090	3,750(0,0%)	0	1,170(0,0%)
6—7	16,599(2,5%)	3,283	0,083	3,366(-0,2%)	0	1,287(-0,5%)
7—8	16,318(2,6%)	3,221	0,078	3,299(0,0%)	0	1,170(0,0%)
8—9	16,051(6,1%)	2,866	0,074	2,940(0,0%)	0	1,200(0,0%)
9—10	15,903(3,9%)	2,997	0,070	3,067(-0,2%)	0	1,041(0,0%)
10—11	15,651(2,6%)	2,741	0,068	2,809(-1,4%)	0	1,047(-0,7%)
11—12	15,501(3,4%)	2,695	0,065	2,760(-1,5%)	0	1,000(0,0%)
12—13	15,142(4,2%)	2,437	0,063	2,500(-1,6%)	0	0,950(0,0%)
13—14	15,309(4,0%)	2,724	0,061	2,785(-2,0%)	0,001	0,896(0,4%)
14—15	15,086(4,8%)	2,591	0,059	2,650(-1,5%)	0,001	0,830(0,0%)
15—16	14,582(5,6%)	2,252	0,058	2,310(-1,8%)	0,002	0,750(0,0%)
16—17	14,726(5,0%)	2,227	0,057	2,284(-1,5%)	0,003	0,854(-0,5%)
17—18	14,603(2,8%)	2,179	0,056	2,235(-1,1%)	0,003	0,823(-0,4%)
18—19	14,637(3,5%)	2,405	0,055	2,460(-1,7%)	0,004	0,730(0,0%)
19—20	14,502(3,0%)	2,323	0,054	2,377(-1,6%)	0,004	0,720(0,0%)
20—25	14,386(1,5%)	2,122	0,052	2,174(-0,2%)	0,006	0,783(-0,4)
25—30	14,158(1,5%)	2,207	0,049	2,256(-7,9%)	0,009	0,677(0,4%)
30—40	13,821(0,6%)	2,081	0,046	2,127(-6,9%)	0,012	0,634(14,3%)
40—50	13,483(-0,8%)	1,966	0,044	2,010(-9,2%)	0,017	0,595(2,5%)
50—60	13,217(-0,1%)	1,861	0,043	1,904(-4,6%)	0,074	0,559(0,2%)
60—70	12,995(-2,0%)	1,788	0,041	1,829(-4,5%)	0,112	0,529(-1,7%)
70—80	12,804(-1,9%)	1,723	0,041	1,764(-3,8%)	0,141	0,505(-3,1%)
80—90	12,634(-3,1%)	1,653	0,040	1,693(-5,2%)	0,184	0,484(-5,2%)
90—100	12,481(-3,8%)	1,598	0,039	1,637(-3,6%)	0,227	0,465(1,1%)

* В процентах дано отклонение расчетных данных от оцененных.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ НЕСФЕРИЧЕСКОЙ ОПТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ДЛЯ ПРЕДСКАЗАНИЯ И ОЦЕНКИ НЕЙТРОННЫХ СЕЧЕНИЯ ДЕЛЯЩИХСЯ ЯДЕР

Многие экспериментальные данные по взаимодействию нуклонов с ядрами, полученные в последние годы, показали, что важные свойства ядер в областях $90 \leq N \leq 112$ и $Z \geq 88$ могут быть поняты при условии, что ядра и, следовательно, их средние потенциальные поля обладают большой деформацией. Эта деформация оказывает сильное влияние на рассеяние и поглощение нуклонов, и любая попытка описать дифференциальные сечения, проникаемости и другие характеристики рассеяния должна учитывать наличие деформации ядерной поверхности.

Теория, объясняющая механизм рассеяния с учетом деформации ядерной поверхности, когда коллективные уровни прямо возбуждаются при неупругом рассеянии, впервые была предложена Бором и Моттельсоном [65] и получила название метода связанных каналов. Применение этого метода для вычисления силовых функций низкоэнергетических нейтронов [66, 67] и для описания упругого и неупругого рассеяния нуклонов высоких энергий на ядрах [68] привело к созданию обобщенной оптической модели, которая с успехом используется как в задачах рассеяния, так и в ядерной спектроскопии.

Широко применяется в последнее время обобщенная оптическая модель и для оценки и предсказания нейтронных сечений. Эта модель позволяет при отсутствии экспериментальной информации получать не только сечения полного взаимодействия, образования составного ядра и упругого рассеяния, но и прямого неупругого рассеяния и обобщенные коэффициенты проникаемостей, используемые затем в расчетах по статистической модели.

Реализация метода связанных каналов приводит к необходимости создания сложных математических программ [69—71]. Однако применение обобщенной оптической модели для оценки ядерных данных потребовало создания такой программы, которая была бы достаточно быстрой, чтобы проводить массовые расчеты для ряда ядер.

Ниже кратко, следуя в основном работам [69, 70], изложены основные соотношения обобщенной оптической модели, которые были положены в основу алгоритма созданной авторами программы.

4.1. ОСНОВНЫЕ СООТНОШЕНИЯ ОБОБЩЕННОЙ ОПТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ

Для получения основных соотношений метода связанных каналов рассмотрим задачу о взаимодействии налетающих нейтронов с ядром [69, 70]. Полный гамильтониан H системы нейтрон—ядро-мишень можно представить в виде

$$H = T + H_A + V, \quad (4.1)$$

где T — оператор кинетической энергии; H_A — гамильтониан внутреннего движения ядра-мишени; V — потенциал взаимодействия.

Полная волновая функция системы Ψ , определяющая процесс рассеяния, может быть разложена по полному набору собственных функций оператора T и H_A

$$\begin{aligned} \Psi &= \frac{1}{r} \sum_{nJMl_n} R_{nJl_n}(r) (Y_{l_n l_n} \times \Phi_{l_n}) = \\ &= \frac{1}{r} \sum_{nJMl_n} R_{nJl_n}(r) \sum_{m_j M_n} (j_n l_n m_j M_n | JM) Y_{l_n m_j} \Phi_{l_n M_n}, \end{aligned} \quad (4.2)$$

где r — радиальная координата относительного движения; J и M — полный момент системы и его проекции на ось z ; $R_{nJl_n}(r)$ — радиальная часть волновой функции; $Y_{l_n m_j}$ — спин-угловая функция нейтрона с орбитальным моментом l_n , полным моментом j_n и его z -проекцией m_j ; $\Phi_{l_n M_n}$ — волновая функция состояний ядра-мишени со спином l_n и проекцией M_n (n — номер состояния, для основного состояния $n=1$).

Рассмотрим потенциал взаимодействия V , введенный в (4.1). Как отмечалось выше, исследуется взаимодействие с возбуждением коллективных состояний ядра, причем тот случай, когда связь между основным и возбужденными состояниями достаточно сильна. Для тяжелых аксиально-симметричных ядер, которые являются предметом нашего исследования, такое коллективное движение можно описать через деформацию формы ядра. Следовательно, потенциал взаимодействия V должен отражать этот факт посредством параметров деформации. Потенциал взаимодействия нейтрона с ядром-мишенью выбирается в следующем виде:

$$\begin{aligned} V(r, \theta') &= - \frac{V_R}{1 + \exp \frac{r - R_R}{a_R}} - \frac{iW_C}{1 - \exp \frac{r - R_C}{a_C}} - \\ &- 4iW_D \frac{\exp \frac{r - R_D}{a_D}}{\left(1 + \exp \frac{r - R_D}{a_D}\right)^2} - \left(\frac{\hbar}{m_{\pi} c}\right)^2 \frac{1}{a_R r} V_{S_0} (\vec{l} \cdot \vec{\sigma}) \times \end{aligned}$$

$$\times \frac{\exp \frac{r - R_R}{a_R}}{\left(1 + \exp \frac{r - R_R}{a_R}\right)^2}, \quad (4.3)$$

где

$$R_i = R_{i0} \left[1 + \sum_{\lambda=0} \beta_{\lambda} Y_{\lambda 0}(\Theta')\right]; R_{i0} = r_i A^{1/3} \quad (i = R, C, D) \quad (4.4)$$

в соответствии с аксиальной симметрией деформированных ядер; \vec{l} — оператор орбитального момента; $\vec{\sigma}$ — оператор Паули; $V_R, W_C, W_D, V_{S0}, R_i$ и a_i — параметры оптического потенциала; β_{λ} — параметры деформации.

В выражении (4.4) угол Θ' относится к системе координат, связанной с ядром. Переходя к системе координат (Θ, Φ) , фиксированной в пространстве, и разлагая потенциал взаимодействия (4.3), (4.4) по полиномам Лежандра $P_{\lambda}(\cos \Theta')$ или сферическим функциям $Y_{\lambda 0}(\Theta') = \left(\frac{2\lambda + 1}{4\pi}\right)^{1/2} P_{\lambda}(\cos \Theta')$, получаем потенциал в неподвижной системе координат с разделением его на диагональную часть $V_{\text{диаг}}$ и потенциал $V_{\text{св}}$:

$$V(r, \Theta, \Phi) = V_{\text{диаг}} + V_{\text{св}},$$

где

$$V_{\text{св}} = \sum_{\lambda \mu (\lambda=0)} v^{\lambda}(r) D_{\mu 0}^{\lambda}(\Theta_i) Y_{\lambda \mu}(\Theta, \Phi);$$

$$v^{\lambda}(r) = 4\pi \int_0^1 V(r, \Theta') Y_{\lambda 0}(\Theta') d(\cos \Theta'); \quad (4.5)$$

$$V_{\text{диаг}} = (4\pi)^{-1/2} v^{\lambda=0}(r).$$

Здесь Θ_i — углы Эйлера между координатами лабораторной системы и системы, связанной с ядром; $D_{\mu 0}^{\lambda}(\Theta_i)$ — матрица вращения оси симметрии ядра [72]. Подставляя выражение для полной волновой функции (4.2) и потенциала взаимодействия (4.5) в уравнение Шредингера, умножая обе части уравнения слева на $(Y_{l_n l_n} \times \Phi_n)_{JM}$ и интегрируя по угловым переменным, получаем систему связанных уравнений для радиальных функций $R_{n J l_n i_n}(r)$ с определенными значениями полного момента J и четности π :

$$\left[\frac{d}{dr^2} - \frac{l_n(l_n + 1)}{r^2} - \frac{2m}{\hbar^2} (V_{\text{диаг}} + k_n^2) \right] R_{n J l_n i_n}(r) =$$

$$= \frac{2m}{\hbar^2} \sum_{n' l_n' i_n'} \langle Y_{l_n l_n} \times \Phi_{l_n} \rangle_{JM} | V_{\text{св}} | \langle Y_{l_n' l_n'} \times \Phi_{l_n'} \rangle_{JM} \rangle R_{n' J l_n' i_n'}(r), \quad (4.6)$$

где m — приведенная масса; k_n — волновое число в канале n . Из выражения (4.6) видно, что наличие недиагональной части потенциала $V_{\text{св}}$ приводит к связи различных каналов, схема которой определяется законами сохранения моментов и четности: если имеется несколько парциальных волн, значения l_n и j_n которых удовлетворяют законам сохранения для данного набора J и π , то они образуют при помощи $V_{\text{св}}$ набор связанных уравнений (4.6). Причем число связанных состояний или каналов, а следовательно, и размерность системы (4.6) не может превышать для нейтронов величину [69].

$$N = \sum_{n=1}^{N_{\text{ур}}} 2I_n + 1. \quad (4.7)$$

Здесь $N_{\text{ур}}$ — число учитываемых в связи уровней ядра-мишени. Прежде чем решить систему (4.6), мы должны вычислить матричные элементы в ее правой части, для чего необходимо знание вида волновой функции $\Phi_{l_n m_n}$, описывающей нижние уровни полосы вращательных состояний ядра-мишени. Для тяжелых деформированных ядер обычно выбирают модель жесткого ротатора, волновые функции которой имеют вид

$$\Phi_{l_n m_n} = \left(\frac{2I_n + 1}{8\pi^2}\right)^{1/2} D_{K m_n}^{l_n}(\Theta'), \quad (4.8)$$

где K — проекция момента I_n на ось симметрии ядра.

Зная выражения для потенциала связи $V_{\text{св}}$ (4.5) и волновых функций $\Phi_{l_n m_n}$ (4.8) и используя теоремы о матричных элементах и соотношения для коэффициентов Клебша и Рака [72], легко вычислить матричный элемент связи:

$$\langle (Y_{l_n} \times \Phi_{l_n})_{JM} | V_{\text{св}} | (Y_{l_n'} \times \Phi_{l_n'})_{JM} \rangle =$$

$$= (4\pi)^{-1/2} \sum_{\lambda, 0} v^{\lambda}(r) [(2I' + 1)(2j + 1)(2j' + 1)]^{1/2} \times$$

$$\times (-1)^{J-1/2-l'+l+i'+1/2(l'-l)} (l' \lambda K 0 | l K)(j j' -1/2 1/2 | \lambda 0) W(j l j' l'; J \lambda).$$

Решив теперь систему (4.6) для радиальных волновых функций $R_{n J l_n}(r)$, можношить затем это решение с асимптотическим в области, где можно пренебречь влиянием остаточного потенциала, и получить коэффициенты S -матрицы, определяющие величины сечений и связанные с коэффициентами матрицы рассеяния S , следующим образом:

$$C_{ij, n i'}^j = \frac{i}{2} (\delta_{ij} \delta_{ii'} \delta_{in} - S_{ij, n i'}^j), \quad (4.10)$$

где $i = \sqrt{-1}$; δ — символ Кронекера.

Подразумевая, что во входном канале полная асимптотическая волновая функция $\Psi_{\text{ас}}$ представляет собой суперпозицию плоской падающей волны и расходящейся сферической, а во

всех остальных каналах — расходящиеся сферические волны, можно записать

$$\Psi_{ac} = \left(\frac{4\pi}{v_1} \right)^{1/2} \frac{1}{k_1 r} \sum_{JMl_j} (l_1 0 m_1 | j m_1) (j l_1 m_1 M_1 | J M) (2l_1 + 1)^{1/2} \times \\ \times \sum_{n'l'j'} \left[\delta_{1n} \delta_{ll'} \delta_{jj'} F_l^{(1)} + \left(\frac{k_1}{k_n} \right)^{1/2} (2l' + 1)^{1/2} C_{ll',n'l'}^j (G_l^{(n)} + i F_l^{(n)}) \right] \times \\ \times (Y_{l'j'} \times \Phi_{j'})_{JM}, \quad (4.11)$$

где $G_l^{(n)} = k_n r n_l^{(n)}$, $F_l^{(n)} = k_n r j_l^{(n)}$, $n_l^{(n)}$ и $j_l^{(n)}$ — функции Неймана и Бесселя [72].

Сравнивая выражения для полной волновой функции, можно записать уравнение шивки и из его решения получить коэффициенты $C_{ll',n'l'}^j$. Подробнее на этой процедуре остановимся ниже, а сейчас запишем выражения для сечений взаимодействия нейтронов с ядром, определяемых в обобщенной оптической модели.

Дифференциальное сечение потенциального рассеяния с возбуждением n -го уровня ядра-мишени определяется выражением [71, 73]:

$$\frac{d\sigma_n}{d\Omega} = \frac{(-1)^{l_1 - l_n}}{2k_1^2 (2l_1 + 1)} \sum_{J_1 J_2 l_1 l_2 l_1' l_2' l_1' l_2'} C_{l_1 l_1', n l_1' l_1}^j C_{l_2 l_2', n l_2' l_2}^j \times \\ \times (2J_1 + 1)(2J_2 + 1)(2j_1 + 1)(2j_2 + 1)(2j_1' + 1)(2j_2' + 1)^{1/2} \times \\ \times \sum_{L=l_2+l_1}^{l_2+l_1} P_L(\cos \Theta) \frac{1}{4} [1 + (-1)^{l_1+l_2-L}] [1 + (-1)^{l_1'+l_2'-L}] (j_1 j_2 \quad l_1 j_2 - \\ - l_1' j_2' l_0) (j_1' j_2' l_2 - l_1' j_2' l_0) W(J_1 j_1 J_2 j_2; l_1 L) W(J_1 j_1' J_2 j_2'; l_1' L), \quad (4.12)$$

где проведено усреднение по начальным и суммирование по конечным состояниям системы. Если выражение (4.12) проинтегрировать по углам, получаем сечение прямого возбуждения n -го уровня ядра-мишени σ_n :

$$\sigma_n = \frac{2\pi}{k_1^2 (2l_1 + 1)} \sum_{Jl'l'j'} (2J + 1) |C_{ll',n'l'}^j|^2, \quad (4.13)$$

Сечение полного взаимодействия σ_t определяется оптической теоремой [74]:

$$\sigma_t = \frac{2\pi}{k_1^2 (2l_1 + 1)} \sum_{Jl'l'j'} (2J + 1) \text{Im} C_{ll',l'l'}^j, \quad (4.14)$$

а сечение образования составного ядра σ_c — как разность между полным сечением σ_t и суммой сечений прямого возбуждения коллективных уровней ядра-мишени:

$$\sigma_c = \sigma_t - \sum_n \sigma_n = \frac{2\pi}{k_1^2 (2l_1 + 1)} \sum_{Jl'l'j'} (2J + 1) \times \\ \times \left(\text{Im} C_{ll',l'l'}^j - \sum_{n'l''j''} |C_{ll',n'l''j''}^j|^2 \right). \quad (4.15)$$

Обобщенные коэффициенты проницаемости $T_{n'l'}^j$ определяются выражением

$$T_{n'l'}^j = 4 \left(\text{Im} C_{ll',n'l'}^j - \sum_{n'l''j''} |C_{ll',n'l''j''}^j|^2 \right), \quad (4.16)$$

которое позволяет получать коэффициенты не только для основного, но и для возбужденных состояний ядра-мишени, что дает возможность вычислять сечения процессов, происходящих через стадию составного ядра.

4.2. МЕТОДЫ И ОСОБЕННОСТИ ЧИСЛЕННОГО РЕШЕНИЯ УРАВНЕНИЯ ОБОБЩЕННОЙ ОПТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ

Описанные в предыдущем параграфе соотношения показывают, что использование обобщенной оптической модели позволяет вычислять ряд функционалов, не описываемых сферической оптической моделью. Однако реализация метода связанных каналов требует значительно больших математических усилий и создания сложных ЭВМ-программ. Особенностью разработанного нами алгоритма численного решения приведенных выше уравнений метода связанных каналов, позволивших увеличить скорость счета при сохранении требуемой точности решения, посвящен этот параграф. Алгоритм реализован в программе COUPLE, написанной на языке FORTRAN для машины БЭСМ-6.

Разработке и исследованию методов, используемых при решении уравнений как сферической, так и обобщенной оптической модели, посвящен ряд работ [70, 71, 75—78], в которых даны рекомендации по выбору методов численного интегрирования и допустимым физическим и математическим упрощениям и приближениям. Однако поскольку разные авторы применяют различные численные методы решения, а также используют модель для различных приложений, то и параметры численного интегрирования уравнений используются не одинаковые. Значения параметров интегрирования зависят от точности, с которой требуется знать конечные значения сечений, поэтому имеет смысл исследование оптимальных значений таких параметров, чтобы вычисления выполнялись с точностью и скоростью, необходимыми для конкретной задачи, в данном случае для оценки нейтронных данных тяжелых ядер.

Независимо от используемых методов задача численного интегрирования уравнения Шредингера (4.6) распадается на три последовательные проблемы: выбор начальных значений функций, собственно интегрирование и шивка решений внутри ядра и на бесконечности.

Выбор начальных значений функции. Из условия конечности полной волновой функции радиальная волновая функция должна удовлетворять следующему граничному условию в нуле:

$$R(0) = 0. \quad (4.17)$$

Кроме того, мы предполагаем, что вблизи нуля потенциал меняется слабо, можно пренебречь связью уравнений, мнимой частью потенциала и спин-орбитальным взаимодействием, и поэтому используем, кроме (4.17), граничное условие вблизи нуля вида

$$R(h) \sim \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ \vdots \\ h^{l_i+1} \\ \vdots \\ 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 & \dots & 0 \\ 0 & 1 & \dots & 0 \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ 0 & \dots & \dots & 1 & 0 \\ 0 & \dots & \dots & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (4.18)$$

где h — шаг интегрирования; l_i — орбитальный момент в канале i . Данное предположение с большой степенью точности выполняется для используемых в расчетах потенциалов: потенциал в форме Вудса—Саксона слабо меняется вблизи нуля, а производная от него, используемая обычно для мнимой и спин-орбитальной частей, имеет максимум у поверхности ядра.

Интегрирование. Мы использовали для решения системы связанных дифференциальных уравнений второго порядка (4.6) пятиточечный метод Штермера [76], достаточно точный и быстрый. Запишем систему N связанных уравнений в компактной форме:

$$U''(r) = V(r)U(r), \quad (4.19)$$

где $U(r)$ — столбец решений размерности N ; $V(r)$ — матрица размерностью $N \times N$. Тогда частное решение $u(r)$ методом Штермера получается из следующего соотношения:

$$u(r) = 2u(r-h) - u(r-2h) + \frac{h^2}{240} [299v(r-h) -$$

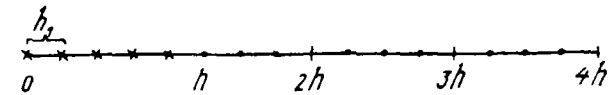
$$-176v(r-2h) + 194v(r-3h) - 96v(r-4h) + 19v(r-5h)], \quad (4.20)$$

где $v(r) \equiv u''(r) = V(r)u(r)$.

Видно, что для получения $v(r)$ метод требует умножения матрицы V на вектор u на каждом шаге интегрирования, и это занимает большую часть машинного времени. В уравнении (4.20), казалось бы, надо проделать пять раз N^2 перемножений, и использование его вроде бы в 5 раз медленнее, чем, например, для двухточечного метода. Однако это не так, поскольку четыре пе-

ремножения были сделаны до того, как мы добрались до точки r , и в уравнении (4.20) остается только проделать, кроме N^2 перемножений, $4N$ умножений и $4N$ суммирований. При больших N это не очень сильно увеличивает время счета по сравнению с двухточечной схемой, а возможность использования большого шага интегрирования на самом деле ускоряет вычисления. Некоторые авторы [76, 78] считают, что более подходящим является модифицированный метод Нумерова, позволяющий якобы использовать большую величину шага h . Мы исследовали оба метода (Штермера и Нумерова) и не нашли преимуществ второго. Дело в том, что этот метод требует на каждом шаге двух N^2 перемножений для получения значений функции $u(r)$ и если даже позволяет увеличить шаг интегрирования (что при сравнении обоих методов нами не обнаружено), то не настолько, чтобы компенсировать время, затраченное на дополнительные N^2 перемножений.

Как видно из уравнения (4.20), пятиточечный метод Штермера требует знания значений функции $u(r_i)$ в пяти точках, и поэтому обычно вблизи нуля используют двухточечную схему для получения необходимых пяти значений $u(r_i)$. В нашей же программе используется следующая процедура. Выбирается шаг интегрирования h , а затем меньший шаг $h_1 = h/4$. Поскольку граничное условие (4.18) справедливо для точки h , то, следовательно, и для точек nh_1 ($n=1-4$) можно записать выражения для $u(nh_1) = (nh_1)^{l_i+1}$ и соответственно для $v(nh_1)$. Теперь при помощи (4.20) можно вычислить значение функции $u(r)$ в точке $r=5h_1$. Далее, как показано на схеме, вычисления производятся с шагом h_1 до точки $r=4h$ с запоминанием необходимых значений $u(3h)$ и $u(4h)$, а также $v(nh)$, где $n=0-4$ (знаком * отмечены точки, значения функций в которых задаются как граничные условия). Затем вычисления продолжают с шагом h вплоть до места сшивки с асимптотическим решением.



Сшивка решений. Имеем систему N связанных уравнений (4.19). Решая эту систему с граничными условиями (4.18), получаем N независимых решений u_j , являющихся линейной комбинацией частных решений u_{ij} :

$$u_j = \sum_{i=1}^N a_{ij} u_{ij} \quad (j = 1 - N). \quad (4.21)$$

Это решение необходимо сшить с асимптотическим (4.11) в некоторой точке $R_{сш}$, где можно пренебречь потенциалом взаимодействия. Выражение (4.11) для асимптотической волновой функции можно записать в более общем виде:

$$\Psi_{ас} \simeq F_j \delta_{kj} + C_{kj} (G_j + iF_j), \quad (4.22)$$

где $k \leq N$ и определяет входной канал; C_{kj} — коэффициенты C -матрицы; F_j и G_j — кулоновские функции, определенные в параграфе 4.1.

Поскольку при интегрировании не используется первая производная, сшивка производится только для самих функций, но в двух различных точках $R_1 = R_{см} - h$ и $R_2 = R_{см} + h$. Приравнивая выражения (4.21) и (4.22) для точек R_1 и R_2 , получаем систему $2N$ линейных уравнений с $2N$ неизвестными, решая которую можно определить элементы C -матрицы:

$$\sum_{i=1}^N a_i u_{ij}(R_1) = F_j(R_1) \delta_{kj} + C_{kj} [G_j(R_1) + iF_j(R_1)], \quad (4.23)$$

$$\sum_{i=1}^N a_i u_{ij}(R_2) = F_j(R_2) \delta_{kj} + C_{kj} [G_j(R_2) + iF_j(R_2)].$$

Однако для решения системы (4.23) необходимо дважды обращать матрицу размерностью $N \times N$.

В нашей программе используется способ сшивки, требующий однократного обращения матрицы, что существенно сокращает время счета. Можно записать, что i -е частное решение системы (4.19) является линейной комбинацией с коэффициентами α_{ik} асимптотических решений (4.22) и уравнения сшивки (4.23) принимают вид

$$u_{ij}(R_1) = \sum_k \alpha_{ik} \{F_j(R_1) \delta_{kj} + C_{kj} [G_j(R_1) + iF_j(R_1)]\}, \quad (4.24)$$

$$u_{ij}(R_2) = \sum_k \alpha_{ik} \{F_j(R_2) \delta_{kj} + C_{kj} [G_j(R_2) + iF_j(R_2)]\}.$$

Как и в (4.23), получили систему $2N$ уравнений с $2N$ неизвестными, однако в данном случае можно избавиться от необходимости вычисления коэффициентов α_{ik} следующим образом. Умножим первое уравнение в (4.24) на $G(R_2)$, а второе на $G(R_1)$ и вычтем первое из второго:

$$u_{ij}(R_2) G_j(R_1) - u_{ij}(R_1) G_j(R_2) = \sum_k \alpha_{ik} (Z \delta_{kj} + iC_{kj} Z),$$

где $Z = F_j(R_2) G_j(R_1) - F_j(R_1) G_j(R_2)$.

Умножая теперь первое и второе уравнения в (4.24) на $F_j(R_2)$ и $F_j(R_1)$ соответственно и снова вычитая первое из второго, получаем

$$u_{ij}(R_2) F_j(R_1) - u_{ij}(R_1) F_j(R_2) = \sum_k \alpha_{ik} C_{kj} Z.$$

Если теперь определить матрицы A_{ij} и B_{ij} как

$$A_{ij} = \frac{u_{ij}(R_2) G_j(R_1) - u_{ij}(R_1) G_j(R_2)}{Z}$$

и

$$B_{ij} = \frac{u_{ij}(R_2) F_j(R_1) - u_{ij}(R_1) F_j(R_2)}{Z},$$

то уравнения сшивки (4.24) принимают следующий вид:

$$A_{ij} = \sum_k \alpha_{ik} (\delta_{kj} + iC_{kj}), \quad (4.24a)$$

$$B_{ij} = - \sum_k \alpha_{ik} C_{kj}.$$

Избавляясь теперь от коэффициентов α_{ik} , получаем окончательное выражение для определения элементов C -матрицы:

$$B_{ij} = - \sum_k (A_{ik} + iB_{ik}) C_{kj}. \quad (4.25)$$

Видно, что элементы C -матрицы можно получить либо делением двух матриц размерностью $N \times N$, либо умножением матрицы B , стоящей в левой части (4.25), на матрицу, обратную стоящей в правой части. Это сокращает затраты машинного времени по сравнению с использованием уравнения (4.23).

Описанный выше метод численного интегрирования и сшивки решений требует выбора оптимальных значений шага интегрирования h и радиуса $R_{см}$, поскольку эти величины существенно влияют на точность вычислений и скорость расчетов. Поэтому выбор значений h и $R_{см}$ исследовался в работах, использующих для решения уравнения Шредингера как модифицированный метод Нумерова [71], так и метод Штермера [77], где была рекомендована величина $h = (0,1-0,3) \cdot 10^{-13}$ см. В нашей программе размер шага интегрирования h связан с величиной длины диффузности, характеризующей скорость изменения глубины потенциала, и принят равным $a_R/3$, где a_R — диффузность действительной части потенциала. Такой выбор шага позволяет всегда производить три вычисления на длине диффузности, что является достаточным для точного описания функции. Поскольку величина диффузности при расчетах по методу связанных каналов равна $\sim (0,5-0,8) \cdot 10^{-13}$ см, видно, что мы используем шаг интегрирования, примерно совпадающий с рекомендациями работ [71, 77].

Радиус сшивки $R_{см}$ выбирается обычно из условия $R_{см} + (7-10)a_R$ [70, 74] либо определяется путем пробных численных расчетов [71]. Однако такой выбор радиуса сшивки приводит к тому, что его величина не зависит от энергии налетающего нейтрона, в то время как в работе [75] было показано, что для достижения одинаковой точности вычислений при уменьшении энергии нейтронов E радиус сшивки должен увеличиваться.

Определим соотношение, позволяющее выбирать для радиуса сшивки значение, зависящее от E . Сшивка, как известно, должна производиться при таких значениях r , где можно пренебречь действием потенциала взаимодействия $u(r)$, т. е.

$$u(r) \ll 1. \quad (4.26)$$

Выражение для волнового числа нейтронов k определяется следующим образом: $k \sim \sqrt{E - u(r)}$, и поскольку для $r \geq R_{\text{сш}}$ выполняется условие (4.26), получаем

$$\Delta k/k \sim -u(r)/2E. \quad (4.27)$$

Проинтегрировав (4.27) от $R_{\text{сш}}$ до ∞ , запишем выражение для полной относительной ошибки в k , связанной с учетом остатка потенциала для $r > R_{\text{сш}}$, из которого можно определить значение $R_{\text{сш}}$:

$$\int_{R_{\text{сш}}}^{\infty} \frac{\Delta k}{k} = -\frac{1}{2E} \int_{R_{\text{сш}}}^{\infty} u(r) dr. \quad (4.28)$$

Видно, что ошибка определения k представляет собой половину отношения интеграла взаимодействия, не учитываемого при расчетах, к энергии. Для определения $R_{\text{сш}}$ запишем (для $r \geq R_{\text{сш}}$):

$$u(r) \approx -\frac{V_R}{1 + \exp \frac{r - R_R}{a_R}} \approx -V_R \exp \frac{R_R - r}{a_R}. \quad (4.29)$$

Подставим (4.29) в правую часть (4.28) и проинтегрируем

$$-\frac{1}{2E} \int_{R_{\text{сш}}}^{\infty} u(r) dr \approx \frac{V_R a_R}{2E} \exp \frac{R_R - R_{\text{сш}}}{a_R}.$$

Будем считать, что полная относительная ошибка определения не должна превышать величину 10^{-4} . Тогда

$$\frac{V_R a_R}{2E} \exp \frac{R_R - R_{\text{сш}}}{a_R} = 10^{-4}. \quad (4.30)$$

Прологарифмировав выражение (4.30), получим соотношение для определения радиуса сшивки

$$R_{\text{сш}} = R_R + a_R (\ln V_R/E + \ln a_R - \ln 2 + 4 \ln 10),$$

или

$$R_{\text{сш}} \approx R_R + a_R (\ln V_R/E + 8). \quad (4.31)$$

Из (4.31) видно, что для достижения заданной точности величина $R_{\text{сш}}$ должна возрастать с уменьшением энергии налетающих нейтронов. Следует отметить, что при выводе (4.31) учитывалась только действительная часть потенциала; учет мнимой и спин-орбитальной частей еще несколько увеличивает значение $R_{\text{сш}}$. Поэтому в своих расчетах мы используем выражение

$$R_{\text{сш}} = R_R + a_R (\ln V_R/E + 10). \quad (4.32)$$

Если подставить в выражение (4.32) значения обычно применяемых в расчетах параметров потенциала для тяжелых ядер ($V_R \approx 45$ МэВ, $R_R \approx 7,5 \cdot 10^{-13}$ см, $a_R \approx 0,6 \cdot 10^{-13}$ см), то получим

для энергий налетающих нейтронов 0,1; 1,0 и 15 МэВ значения $R_{\text{сш}}$, равные $17,2 \cdot 10^{-13}$, $15,8 \cdot 10^{-13}$ и $14,2 \cdot 10^{-13}$ см соответственно.

Таким образом, при расчетах сечений взаимодействия нейтронов с тяжелыми ядрами по методу связанных каналов для получения одинаковой точности для всех энергий налетающих нейтронов следует учитывать, что радиус сшивки должен изменяться в пределах $14-17 \cdot 10^{-13}$ см в зависимости от энергии.

Из приведенных в параграфе 4.4 соотношений видно, что при расчетах по обобщенной оптической модели требуется многократное вычисление коэффициентов векторного сложения Клебша и Рака. Как известно [72], эти коэффициенты в явном виде выражаются через произведения и частные факториалов значений орбитальных и полных моментов и их проекций для нейтронов, ядра-мишени и всей системы. Поскольку вычисление коэффициентов Клебша и Рака в процессе расчетов производится многократно, ясно, что они требуют больших затрат машинного времени, особенно если значения моментов велики. Поэтому нами разработан специальный алгоритм, позволяющий ускорить и увеличить точность вычисления коэффициентов векторного сложения. Сущность алгоритма в следующем. Во-первых, поскольку ЭВМ быстрее и точнее работает с целыми числами, мы используем удвоенные значения моментов и их проекций. Во-вторых, прологарифмировав формулы для коэффициентов Клебша и Рака, мы избавились от умножений и делений факториалов, перейдя к суммам и разностям их логарифмов. Задав теперь в качестве исходной информации значения чисел $\ln(n!)$ с большой точностью (для $n=0-200$, например), мы вычисляем величину логарифма коэффициентов векторного сложения как сумму и разности величин $\ln(n!)$, где n — необходимые значения моментов и их проекций. Так как операции сложения и вычитания выполняются быстрее умножения и деления, это увеличивает скорость счета, а поскольку $\ln(n!) \ll n!$, это избавляет от необходимости работать с большими числами и приводит к увеличению точности. Вычисляя \exp от полученной величины, получаем быстро и с большой точностью значения коэффициентов векторного сложения. Описанный алгоритм реализован в программах RACAN и KLEGO, использование которых при расчетах нейтронных сечений методом связанных каналов позволило существенно сократить затраты машинного времени.

4.3. ВЛИЯНИЕ ИСПОЛЬЗУЕМЫХ ФИЗИЧЕСКИХ ПРИБЛИЖЕНИЯ НА РАСЧЕТ НЕЙТРОННЫХ СЕЧЕНИЙ

Ошибки, возникающие при расчетах по обобщенной оптической модели, можно разделить на две группы. Первая группа — ошибки, связанные с выбором условий численного интегрирования, — была проанализирована в предыдущем параграфе. Настоящий параграф посвящен анализу второй группы ошибок, возникающих при применении различных физических приближений, используемых при расчетах и оценке нейтронных сечений. К таким физическим приближениям относятся следующие [77]: выбор

схемы связи и числа связанных уровней; выбор мнимой части потенциала (деформированной или сферической); выбор деформированного или сферического спин-орбитального потенциала; мультиплетность разложения по полиномам Лежандра деформированной части оптического потенциала. Сюда же можно отнести выбор максимального числа учитываемых парциальных волн и основных физических констант, таких, как масса нейтрона и константа, связывающая энергию E и волновое число k .

В ряде работ [71, 75, 77] приведены рекомендации по использованию допустимых физических приближений при расчетах по методу связанных каналов. Перечислим кратко используемые нами при оценке нейтронных данных физические приближения, исследованные в работах [71, 77], и остановимся более подробно на вопросах, не затронутых в этих работах.

Выбор потенциала спин-орбитального взаимодействия. Использование деформированного спин-орбитального потенциала по сравнению со сферическим существенно влияет только на величину поляризации нейтронов [77]. Так как в расчетах при оценке нейтронных констант мы не интересуемся поляризацией, а влияние рассматриваемого эффекта на величины сечений пренебрежимо мало, мы используем сферический потенциал спин-орбитального взаимодействия.

Деформация мнимой части потенциала. Как показано Кикучи [77], результаты расчетов с деформированной и сферической мнимой частью потенциала различаются довольно сильно: различие в величинах силовых функций и сечений достигает $\sim 10\%$. Особенно велика разница в сечениях упругого и прямого неупругого рассеяния (для угловых распределений, особенно на большие углы, наблюдается различие приблизительно в 2 раза). Поскольку нет никаких физических оснований для использования недеформированного мнимого потенциала, приводящего к значительному изменению рассчитываемых величин нейтронных силовых функций и сечений, мы в своих расчетах по методу связанных каналов применяем оптический потенциал с деформированными как действительной, так и мнимой частями.

Выбор числа связанных уровней. В работах [71, 77] показано, что для ядра ^{238}U , например, использование связи как трех, так и четырех уровней позволяет получать результаты, точность которых не ниже точности имеющихся экспериментальных данных. Причем очевидно, что при увеличении энергии налетающих нейтронов вычисляемые величины сечений становятся менее чувствительными к выбору числа связанных уровней. Лишь если нас интересует сечение прямого неупругого рассеяния на n -м уровне, необходимо учитывать связь $(n+1)$ -уровней.

Следует отметить, что для конкретного ядра учет даже большого числа возбужденных уровней, связанных с основным состоянием, часто не приводит к успеху. Например, хотя в работе [79] при расчетах сечений взаимодействия нейтронов с ядром ^{238}U использованы четыре связанных уровня, согласие с экспериментом не очень хорошее, что может быть обусловлено применением неоптимальных параметров потенциала. В то же время

наши вычисления [73, 80] и расчеты Лагранжа [81] показывают, что хорошее согласие с экспериментальными данными может быть получено при использовании трех связанных уровней. Если принять во внимание, кроме того, что расчеты с учетом связи четырех уровней требуют времени в 3—4 раза больше, то ясно, что предпочтительнее для ядер, имеющих нулевой спин основного состояния, использование в расчетах связи трех уровней. Для ядер с ненулевым спином основного состояния, имеющим более высокую плотность первых уровней ротационной полосы, для достижения такой же точности расчетов необходим учет связи пяти уровней.

Выбор мультипольности разложения потенциала связи по полиномам Лежандра. Разложение потенциала связи по полиномам Лежандра (4.5) предполагает, вообще говоря, бесконечное число членов ряда. Однако расчеты показывают [71, 77], что ряд (4.5) быстро сходится и использование в расчетах четырех гармоник разложения ($\lambda=6$) приводит к отклонению от стандарта ($\lambda=18$) в коэффициентах S -матрицы в 4-м знаке после запятой. Однако расчеты [71, 77] проводились с учетом только квадратурной (β_2) деформации радиуса ядра, мы же в своих расчетах используем также параметр гексадекапольной (β_4) деформации. Поэтому были выполнены расчеты, позволяющие определить влияние мультипольности разложения потенциала на величины рассчитываемых сечений, когда учитываются гексадекапольная и квадратурная деформации ядра. Расчеты проводились для ^{238}U с параметрами потенциала из работы [77], связью трех уровней, величинами $\beta_2=0,24$ и $\beta_4=0,1$ для энергии налетающих нейтронов 0,1; 0,6 и 2,0 МэВ. Число учитываемых гармоник разложения равнялось трем ($\lambda=4$), четырем ($\lambda=6$), пяти ($\lambda=8$) и десяти ($\lambda=18$); результаты приведены в табл. 4.1 и 4.2 для сечений и на рис. 4.1 для угловых распределений упруго рассеянных нейтронов.

Приведенные результаты показывают, что при расчетах нейтронных сечений по методу связанных каналов с учетом гексадекапольной и квадратурной деформаций ядра разложение оптического потенциала должно производиться до $\lambda=8$, чтобы получать ошибки в сечениях и силовых функциях приблизительно 0,1%, а в коэффициентах S -матрицы около 10^{-4} .

Таблица 4.1. Зависимость сечений и силовых функций от мультипольности λ разложения потенциала по полиномам Лежандра для $E = 0,1$ МэВ

Параметр	$\lambda=4$	$\lambda=6$	$\lambda=8$	$\lambda=18$
$\sigma_t, 10^{-31} \text{ м}^2$	13660	13701	13716	13716
$\sigma_R, 10^{-31} \text{ м}^2$	5064	5095	5102	5102
$\sigma_{el}, 10^{-31} \text{ м}^2$	8596	8606	8614	8614
$\sigma_{nn}^{2+}, 10^{-31} \text{ м}^2$	9,15	7,80	7,55	7,56
$S_0, 10^{-4} \text{ эВ}^{-1/2}$	1,233	1,193	1,185	1,186
$S_1, 10^{-4} \text{ эВ}^{-1/2}$	3,795	3,901	3,922	3,921

Таблица 4.2. Зависимость сечений и силовых функций от мультипольности λ разложения потенциала по полиномам Лежандра для $E = 0,6$ МэВ

Параметр	$\lambda=4$	$\lambda=6$	$\lambda=8$	$\lambda=18$
$\sigma_l, 10^{-31} \text{ м}^2$	9659	9671	9680	9680
$\sigma_R, 10^{-31} \text{ м}^2$	4127	4115	4108	4108
$\sigma_{el}, 10^{-31} \text{ м}^2$	5532	5556	5572	5572
$\sigma_{\text{дл}}^{2+}, 10^{-31} \text{ м}^2$	94,07	82,21	78,20	78,21
$\sigma_{\text{дл}}^{4+}, 10^{-31} \text{ м}^2$	10,30	9,76	9,99	10,00
$S_0, 10^{-4} \text{ эВ}^{-1/2}$	0,930	0,917	0,910	0,909
$S_1, 10^{-4} \text{ эВ}^{-1/2}$	2,400	2,428	2,439	2,439

Таблица 4.3. Сравнение результатов расчетов сечений взаимодействия нейтронов с ядром ^{238}U по программам COUPLE и JUPITOR

Параметр	$E=0,1$ МэВ		$E=0,6$ МэВ		$E=2,0$ МэВ	
	JUPITOR	COUPLE	JUPITOR	COUPLE	JUPITOR	COUPLE
$\sigma_l, 10^{-31} \text{ м}^2$	12742	12745	9425	9421	7634	7632
$\sigma_R, 10^{-31} \text{ м}^2$	4963	4965	4137	4134	4013	4011
$\sigma_{el}, 10^{-31} \text{ м}^2$	7779	7780	5288	5287	3621	3621
$\sigma_{\text{дл}}^{2+}, 10^{-31} \text{ м}^2$	9,67	9,72	122,1	122,2	247,7	247,4
$\sigma_{\text{дл}}^{4+}, 10^{-31} \text{ м}^2$	—	—	9,18	9,12	62,20	62,17
$S_0, 10^{-4} \text{ эВ}^{-1/2}$	1,613	1,614	1,244	1,237	0,841	0,833
$S_1, 10^{-4} \text{ эВ}^{-1/2}$	3,043	3,025	2,004	1,992	1,250	1,239

Еще одним важным физическим приближением при расчетах по обобщенной оптической модели является ограничение, накладываемое на максимальное значение орбитального момента нейтронов l_{max} или полного момента системы J_{max} . Причем существенна не только величина момента, но и то, на что накладывается ограничение — орбитальный момент нейтронов или полный момент системы.

Дело в том, что, когда рассматривается связь с каким-либо возбужденным уровнем ядра-мишени, нейтрон может вылетать из ядра с меньшим значением l , оставив часть углового момента в ядре-мишени. Это приводит к тому, что в связанных уравнениях для малых значений J существуют вклады высоких орбитальных моментов l , а в уравнениях для больших J — вклады малых l . Как правило, при расчетах заранее задают либо l_{max} , либо J_{max} . Если задается максимальное значение орбитального момента нейтронов l_{max} , то в связанных уравнениях не учитывается связь состояний, для которых $l > l_{\text{max}}$, и, следовательно, некорректно решаются связанные уравнения даже для малых J . Чтобы получить те же результаты, что и при задании J_{max} , приходится увеличивать значение l_{max} [77], что приводит к необходимости решать уравнения для очень больших значений J , которыми можно пренебречь. Однако задание значения J_{max} также

не представляется вполне удовлетворительным, поскольку не ясно, как оно должно меняться с изменением энергии налетающих нейтронов. Более предпочтительно использование процедуры, когда значения J_{max} устанавливаются автоматически для удовлетворения заранее выбранному критерию точности. Мы используем такую процедуру, начиная вычисления с $J_0 = l_0 + 1/2$, где l_0 — спин входного канала, и решая связанные уравнения для положительных значений $J = l_0 \pm n$ ($n = 1-30$, например) до тех пор, пока вклад коэффициентов S -матрицы с данным J в величину сечений прямого неупругого рассеяния становится меньше 0,1%. Причем для любого J учитывается вклад всех возможных значений l . Такая процедура позволяет избавиться от необходимости задавать заранее значение J_{max} , которое зависит как

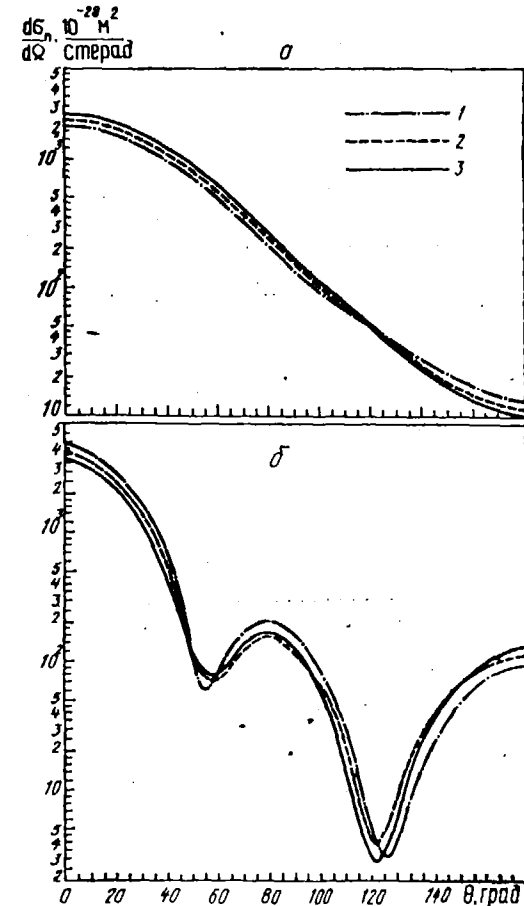


Рис. 4.1. Зависимость дифференциального сечения упругого рассеяния нейтронов с энергией 0,6 (а) и 2 МэВ (б) ядром ^{238}U от мультипольности разложения потенциала связи по полиномам Лежандра: 1 — $\lambda=4$; 2 — 6; 3 — 8,16 с энергией 2 МэВ

от энергии налетающих нейтронов, так и от числа учитываемых в схеме связи уровней ядра-мишени.

В заключение проведем сравнение результатов расчетов, выполненных для ^{238}U по нашей программе COUPLE с расчетами по программе JUPITOR [77], предлагаемыми в качестве теста. Расчеты проводились с параметрами потенциала [77], связи трех уровней и мультипольности разложения потенциала $\lambda=4$

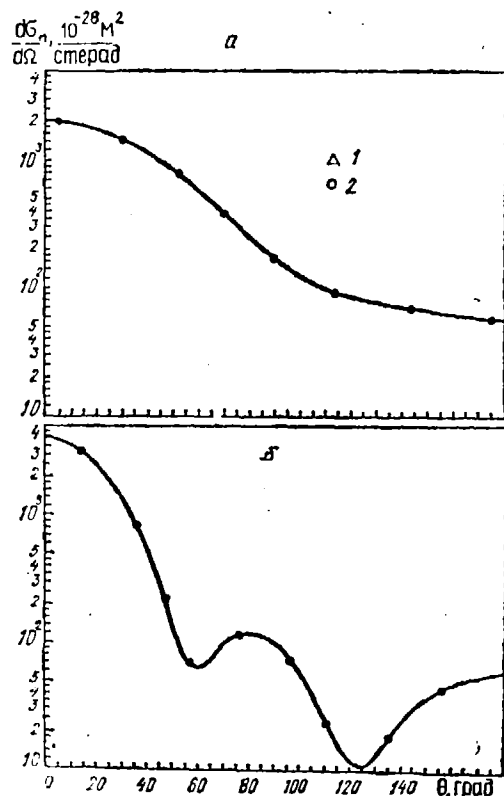


Рис. 4.2. Дифференциальное сечение упругого рассеяния нейтронов с энергией нейтронов 0,6 (а) и 2 МэВ (б) для ^{238}U : 1 — данные настоящей работы; 2 — расчеты по программе JUPITOR [77]

для энергий налетающих нейтронов $E=0,1; 0,6$ и $2,0$ МэВ. Результаты сравнения сечений и силовых функций приведены в табл. 4.3, а угловых распределений упруго рассеянных нейтронов — на рис. 4.2.

Из сравнения видно, что угловые распределения упруго рассеянных нейтронов очень хорошо согласуются с результатами работы [77]. Различия же в значениях полных сечений, сечений реакции и упругого рассеяния не превышает 0,1%, а в значениях сечений прямого неупругого рассеяния и силовых функций —

около 0,5%. Эта погрешность значительно превышает ошибки имеющихся экспериментальных данных как по силовым функциям, так и по сечениям взаимодействия нейтронов с тяжелыми деформированными ядрами.

4.4. ЕДИННЫЙ ПОТЕНЦИАЛ ОБОБЩЕННОЙ ОПТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ДЛЯ АКТИНИДОВ

Описанная в предыдущем параграфе математическая программа, реализующая метод связанных каналов, может быть с успехом использована для анализа экспериментальных данных и расчетов сечений взаимодействия нейтронов с тяжелыми деформированными ядрами. Однако надежность расчетных результатов зависит как от точности модели, так и от точности определения параметров оптического потенциала. Анализ экспериментальных данных, как правило, дает возможность найти набор параметров оптического потенциала, описывающий наилучшим образом использованные при анализе данные. Однако эти параметры потенциала сильно зависят от выбора экспериментальной информации: параметры, полученные из описания ограниченного количества информации для данного ядра в узкой энергетической области, не позволяют описать данные по другим типам сечений или в другой области энергий с необходимой точностью; попытки же описать экспериментальные данные для большего числа ядер приводят к неопределенностям параметров. Применение глобальных или универсальных параметров оптического потенциала, таких, например, как Бечетти — Гринлиса [82], не является адекватным для детальных расчетов конкретных ядер. Для оценки предпочтительнее использовать параметры оптического потенциала, которые оптимизированы по более ограниченной области массового числа A . Такой подход позволяет учесть максимальное количество имеющейся экспериментальной информации и обнаружить зависимость параметров потенциала от энергии и A .

Одна из первых работ, использующая единый набор параметров потенциала обобщенной оптической модели для описания экспериментальных данных для ^{238}U в широкой энергетической области (10 кэВ — 15 МэВ), была выполнена Данфордом [83]. Однако применение в расчетах ограниченной схемы связи уровней ($0^+ \text{---} 2^+$) не позволило достигнуть необходимой точности результатов.

В последние годы был выполнен ряд работ [78, 84, 85], в которых определялись параметры несферического оптического потенциала для описания сечений взаимодействия нейтронов с тяжелыми деформированными ядрами. Следует, однако, отметить, что использование разными авторами как различных экспериментальных данных в качестве «опорных», так и различных математических программ, реализующих метод связанных каналов, приводит к тому, что параметры потенциала в значительной степени отличаются.

Кроме того, ни в одной из выполненных до настоящего времени работ по определению параметров несферического оптиче-

ского потенциала не была использована автоматическая процедура подгонки с использованием χ^2 -критерия. Поэтому неясно, в какой степени полученные в этих работах параметры потенциала могут описать всю совокупность имеющихся экспериментальных данных для актинидов. Достиженные в нашей программе скорости счета позволили проводить массовые расчеты и получить автоматически с использованием χ^2 -критерия параметры несферического потенциала для группы тяжелых деформированных ядер.

4.5. МЕТОД ПОИСКА ПАРАМЕТРОВ ОПТИЧЕСКОГО ПОТЕНЦИАЛА

Единственной экспериментальной величиной, которая может быть использована в качестве базовой для подгонки во всей интересующей нас энергетической области от нескольких кэВ до 15 МэВ, является сечение полного взаимодействия σ_t . Кроме того, в области низких энергий для определения параметров потенциала могут быть использованы величины силовых функций S_0 и S_1 и радиус потенциального рассеяния R' , связанный с сечением упругого рассеяния: $\sigma_{el} = 4\pi R'^2$. Подавляющее большинство экспериментальных данных по угловым распределениям упруго рассеянных нейтронов не может быть использовано для получения оптимальных параметров потенциала.

Экспериментальные данные обыкновенно содержат изотропную часть, обусловленную компаундным вкладом при низких энергиях, либо точно не определенный экспериментально вклад неразрешенных нижних уровней при больших энергиях. Поэтому в качестве опорных можно использовать лишь те экспериментальные данные по угловым распределениям рассеянных нейтронов, в которых разделен вклад различных уровней.

При поиске параметров несферического потенциала для тяжелых ядер мы использовали так называемый SPRT-метод [78], в котором в качестве опорных экспериментальных данных брались оцененные значения силовых функций S_0 и S_1 для s - и p -волн и радиуса потенциального рассеяния R' в области низких энергий налетающих нейтронов (порядка нескольких кэВ), а также экспериментальные значения сечения полного взаимодействия σ_t во всей энергетической области. Кроме того, в области высоких энергий в подгонке использовалась имеющаяся надежная информация по угловым распределениям упруго и неупруго рассеянных нейтронов. В энергетической области, где нельзя пренебречь вкладом компаундного механизма, данные по угловым распределениям в подгонке не учитывались, но расчетные величины сверялись с ними на непротиворечивость.

Выбор критерия хорошей подгонки в некоторой мере произволен, однако целесообразно требовать, чтобы он статистически учитывал всю имеющуюся экспериментальную информацию. Проведенная оптимизация программы и ускорение счета позволили нам использовать в качестве количественного критерия подгонки параметров несферического потенциала величину χ^2 , используе-

мую в статистике для измерения соответствия между теоретическим (τ) и экспериментальным (ε) распределениями:

$$\chi^2 = \left(\frac{S_0^\tau - S_0^\varepsilon}{\Delta S_0} \right)^2 + \left(\frac{S_1^\tau - S_1^\varepsilon}{\Delta S_1} \right)^2 + \left(\frac{R'^\tau - R'^\varepsilon}{\Delta R'} \right)^2 + \left(\frac{\sigma_t^\tau - \sigma_t^\varepsilon}{\Delta \sigma_t} \right)^2 + \frac{1}{N_{\theta_i}} \sum_{\theta_i} \left[\frac{\frac{d\sigma^\tau(\theta_i)}{d\Omega} - \frac{d\sigma^\varepsilon(\theta_i)}{d\Omega}}{\Delta \frac{d\sigma(\theta_i)}{d\Omega}} \right]^2, \quad (4.33)$$

где $\frac{d\sigma(\theta_i)}{d\Omega}$ — дифференциальные сечения упругого и прямого не-

упругого рассеяния на углы θ_i ; N_{θ_i} — количество углов. В знаменателях правой части стоят экспериментальные или оцененные ошибки соответствующих величин.

Итак, процедура подгонки сводится к задаче минимизации величины χ^2 вариацией параметров потенциала обобщенной оптической модели. Обычно этот процесс выполняется путем пробных вычислений с довольно произвольным варьированием параметров, что приводит, естественно, к большим затратам машинного времени. Поэтому для автоматического поиска оптимальных параметров потенциала мы используем ЭВМ-программу, в которой реализован метод сопряженных градиентов [86], позволяющий минимизировать функцию многих переменных. В качестве минимизируемой функции F при подгонке используется величина $F = \chi^2/N$, где N — число энергетических точек, в которых вычисляется величина χ^2 . Процедура выполняется автоматически до тех пор, пока будет найден минимум по данным переменным либо их изменение станет меньше заданной точности.

Мы использовали этот метод для нахождения набора оптимальных параметров потенциала обобщенной оптической модели для группы тяжелых деформированных ядер.

4.6. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ЕДИНОГО ПОТЕНЦИАЛА ДЛЯ ГРУППЫ ТЯЖЕЛЫХ ДЕЛЯЩИХСЯ ЯДЕР

При поисках параметров предполагалось, что оптический потенциал метода связанных каналов имеет следующую форму:

$$U(r) = -V_R f(r, a_R, R_R) - 4iW_D a_D \frac{d}{dr} f(r, a_D, R_D) + \left(\frac{\hbar}{m_\pi c} \right)^2 V_{S0} \frac{1}{r} \frac{d}{dr} f(r, a_R, R_R) (\vec{l} \cdot \vec{\sigma}), \quad (4.34)$$

где $f(r, a, R) = \left[1 + \exp \frac{r-R}{a} \right]^{-1}$; V_R , W_D , V_{S0} — глубины

действительной, мнимой и спин-орбитальной частей потенциала соответственно; a_R , R_R , a_D и R_D — диффузности и радиусы действительной и мнимой частей потенциала.

Радиальный форм-фактор связи в методе связанных каналов принимался комплексным, т. е. была деформирована как действительная, так и мнимая часть оптического потенциала, и радиус для них брался в виде

$$R_i = r_i A^{1/3} [1 + \beta_2 Y_{20}(\Theta) + \beta_4 Y_{40}(\Theta)], \quad (4.35)$$

где β_2 и β_4 — параметры квадрупольной и гексадекапольной деформации ядер.

Потенциал спин-орбитального взаимодействия считался центрально-симметричным, и радиус для него имел вид $R_R = r_R A^{1/3}$. Глубина потенциала спин-орбитального взаимодействия не подгонялась в процессе поиска параметров, а была взята общепринятой для актинидных ядер и равнялась 7,5 МэВ [78].

Процедура поиска единого потенциала для тяжелых ядер из области актинидов состояла в следующем. На первом этапе был определен оптимальный набор параметров оптического потенциала для ядра ^{238}U . Выбор этого ядра в качестве исходного при подгонке параметров обусловлен следующими причинами: во-первых, для ^{238}U имеется наибольшее количество доступной экспериментальной информации по нейтронным сечениям и, во-вторых, нулевой спин основного состояния ядра делает поиск менее трудоемким. В области низких энергий налетающих нейтронов расчетные значения подгонялись к полученным из анализа в области разрешенных резонансов величинам силовых функций S_0 и S_1 и радиусу потенциального рассеяния R' [87]. Одновременно для подгонки во всей энергетической области использовались экспериментальные значения полного сечения взаимодействия нейтронов σ_t с ядром ^{238}U [88—91] и надежная информация по угловым распределениям упруго рассеянных нейтронов для энергий 2,5 и 3,4 МэВ [92, 93]. При расчетах по методу связанных каналов учитывалась связь первых трех уровней основной ротационной полосы ^{238}U : 0^+ , 2^+ , 4^+ .

В процессе подгонки расчетных величин к экспериментальным значениям для ^{238}U варьировались следующие параметры оптического потенциала (4.34): 1) глубина V_0 и энергетическая зависимость V_1 действительной части потенциала $V_R = V_0 + V_1 E$, где E — энергия налетающих нейтронов в лабораторной системе координат; 2) глубина W_0 и энергетическая зависимость W_1 мнимой части потенциала $W_D = W_0 + W_1 E$; 3) геометрические параметры (радиусы и диффузности) действительной и мнимой частей потенциала; 4) параметры квадрупольной β_2 и гексадекапольной β_4 деформации ядра.

В результате оптимизации получены следующие параметры потенциала обобщенной оптической модели, позволяющие наилучшим образом описать использованную при подгонке экспериментальную информацию для ядра ^{238}U :

$$\begin{aligned} V_R &= 45,87 - 0,3E, \quad r_R = 1,256, \quad a_R = 0,626, \\ W_D &= \begin{cases} 2,95 + 0,4E & (E \leq 10 \text{ МэВ}), \quad r_D = 1,260, \\ 6,95 & (E \geq 10 \text{ МэВ}), \quad a_D = 0,555 + 0,0045E, \end{cases} \quad (4.36) \\ V_{SO} &= 7,5, \quad \beta_2 = 0,216, \quad \beta_4 = 0,080. \end{aligned}$$

Остановимся подробнее на отдельных параметрах потенциала (4.36).

Действительная часть потенциала V_R . Исследования показывают, что величина действительной части потенциала всегда должна уменьшаться с ростом энергии налетающих нейтронов, чтобы достичь удовлетворительного описания экспериментальных данных. Такое поведение действительной части потенциала однозначно определяется подгонкой к сечениям упругого рассеяния нейтронов и к полному сечению взаимодействия.

Часто при получении параметров действительной части потенциала используется тот факт, что величина $V_R r_R^2$ должна быть постоянной при $n=2$. При этом получают различные значения V_R и r_R , которые дают одинаковое согласие с данными по упругому рассеянию. Однако, как правило, различные значения радиусов и глубин действительной части потенциала, удовлетворяющие условию $V_R r_R^2 = \text{const}$, не позволяют описать с требуемой точностью всю совокупность экспериментальных данных. А поскольку наша задача состояла в получении параметров потенциала для целей оценки ядерных данных, т. е. потенциала, позволяющего описывать все имеющиеся экспериментальные данные, мы в процессе подгонки не использовали условие $V_R r_R^2 = \text{const}$, а определяли значения глубин и геометрических параметров действительной части потенциала путем автоматической подгонки ко всем выбранным значениям экспериментальных данных, что позволило исключить неоднозначность параметров, вытекающую из условия $V_R r_R^2 = \text{const}$. Следует отметить, что с полученными при этом значениями параметров действительной части потенциала (4.36) величина $V_R r_R^2$ хорошо совпадает с данными других авторов [78].

Мнимая часть потенциала. Параметры мнимой части потенциала обобщенной оптической модели не так хорошо известны, как действительной части, и отличаются у ряда авторов довольно значительно. Расхождения существуют как в глубине W_0 , так и в энергетической зависимости W_1 , причем в ряде работ [79, 85] принята не линейная зависимость глубины мнимой части потенциала, а зависимость $W_0 + W_1/E$. Мы в своей работе исходим из того, что при низких энергиях силовые функции S_0 и S_1 для s - и p -волн определяют сечение образования составного ядра и, таким образом, тесно связаны с мнимой частью потенциала, ответственной за поглощение. Поэтому хорошая подгонка к этим экспериментальным величинам должна давать правильное значение глубины мнимой части потенциала. Однако полученная таким образом глубина мнимой части потенциала при низких

энергиях значительно меньше той величины, которая необходима для описания экспериментальных данных при более высоких энергиях налетающих нейтронов. Поэтому для описания нейтронных данных во всей области энергий необходимо использовать глубину мнимой части потенциала, возрастающую с увеличением энергии. Использование убывающей с энергией глубины мнимой части потенциала приводит к очень малым величинам сечения образования составного ядра при высоких энергиях.

В большинстве случаев [79, 81, 94] при анализе данных по рассеянию нейтронов используется поверхностное поглощение при энергиях нейтронов, меньших какого-то определенного значения E_x . При более высоких энергиях ($E > E_x$) имеет место также объемное поглощение, и в этом случае обычно используют смесь возрастающего с энергией объемного и убывающего с энергией поверхностного поглощения. Причем величина E_x у разных авторов различна и изменяется от 7 [82] до 15 МэВ [95]. Как видно из выражений (4.34) и (4.36), мы используем в наших параметрах только поверхностное поглощение, возрастающее с энергией до $E_x = 10$ МэВ и постоянное при энергии налетающих нейтронов, большей 10 МэВ. Однако в параметр диффузности мнимой части потенциала (4.36) введена энергетическая зависимость. Использование возрастающей с энергией величины диффузности мнимой части потенциала позволяет «эффективно» учитывать конкуренцию между поверхностным и объемным поглощением, что особенно существенно в области энергий выше 10 МэВ. Кроме того, использование в области высоких энергий объемного поглощения привело бы к необходимости подгонки еще как минимум трех параметров потенциала (глубины, радиуса и диффузности мнимой части, описывающей объемное поглощение), в то время как использование возрастающей с энергией диффузности поверхностного поглощения $a_D = a_0 + a_1 E$ позволяет учесть объемное поглощение и описать экспериментальные данные в области высоких энергий при помощи одного параметра a_1 .

Параметры деформации β_2 и β_4 . Значения нейтронных сечений, рассчитываемые методом связанных каналов, чувствительны к величинам параметров деформации. Еще в работе Марголиса и Трубецкого [66] было указано на сильное влияние параметров деформации на величины рассчитываемых силовых функций. Существует ряд работ, в которых параметры деформации ядер определены экспериментально. При этом при анализе экспериментальных величин следует различать параметры деформации заряда ядра, которые получены из электромагнитных измерений, и параметры деформации ядерного потенциала, выведенные из экспериментов по неупругому рассеянию при энергиях выше кулоновского барьера. К первой группе относятся эксперименты по кулоновскому возбуждению ядер [96] и неупругому рассеянию электронов [97], которые дают распределение протонов в ядре. Значения полученных из этих экспериментов параметров деформации зависят от принятого вида распределения заряда в ядре (так, по данным [97], для ^{238}U при распределении заряда с жест-

кой сердцевинной β_2 меняется с 0,252 до 0,200 в зависимости от радиуса постоянной плотности).

Ко второй группе экспериментов относятся измерения по неупругому рассеянию α -частиц [98] и протонов [99] с энергиями, превышающими кулоновский барьер. Такие эксперименты чувствительны к распределению как протонов, так и нейтронов в ядре и дают параметры деформации ядерного потенциала, а не заряда.

Существует также ряд работ, в которых теоретически рассчитаны параметры деформации для основного состояния актинидов с использованием метода оболочечных поправок Струтинского [100]. В работе Меллера, Нильссона и Никса [101] микроскопическая часть вычисляется с применением одночастичного потенциала Юкавы, параметры которого были подогнаны для актинидов.

Два метода, дающие различные значения параметров деформации, использованы для вычисления макроскопических энергий: дроплетная модель Майерса—Святецкого и модифицированная модель жидкой капли, в которой член поверхностной энергии преобразован так, чтобы учесть конечную область ядерных сил. В более ранней работе Нильссона и др. [102] расчеты проводились с использованием деформационного потенциала гармонического осциллятора, а в работе Гетца и др. [103] — с использованием потенциала Вудса—Саксона. Значения параметров деформации для ^{238}U , полученные в отмеченных выше работах приведены в табл. 4.4. Там же приведены значения параметров деформации, полученные в работе [93] в результате анализа методом связанных каналов данных по угловым распределениям упруго и неупруго рассеянных нейтронов и результаты нашей работы [80], полученные путем подгонки параметров деформации к экспериментальным данным.

Из приведенных в табл. 4.4 данных видно, что величины полученных нами параметров деформации практически совпадают

Таблица 4.4. Значения параметров деформации для ^{238}U

Источник	β_2	β_4
Эксперимент [96], равномерное распределение заряда $r_0 = 1,2$	$0,253 \pm 0,007$	$0,051 \pm 0,025$
Эксперимент [96], деформированное ферми-распределение заряда	$0,283 \pm 0,008$	$0,059 \pm 0,029$
Эксперимент [98]	$0,220 \pm 0,010$	$0,06 \pm 0,010$ $0,015$
Эксперимент [99]	$0,270 \pm 0,010$	$0,010 \pm 0,030$
Расчет [101], модель Майерса — Святецкого	0,220	0,063
Расчет [101], модифицированная модель жидкой капли	0,216	0,084
Расчет [102]	0,222	0,065
Расчет [103]	0,228	0,063
Расчет [93]	0,198	0,057
Настоящая работа	0,216	0,080

Таблица 4.5. Расчетные и оцененные значения величин S_0 , S_1 и R' для ^{238}U

Источник	$S_0 \cdot 10^{-4} \text{ эВ}^{-1/2}$	$S_1 \cdot 10^{-4} \text{ эВ}^{-1/2}$	$R' \cdot 10^{-13}, \text{ см}$
Настоящая работа	1,16	1,95	9,48
Оценка [87]	$1,168 \pm 0,05$	$1,93 \pm 0,5$	$9,44 \pm 0,25$

с результатами расчетов Меллера и др. [101], в которых использована модифицированная модель жидкой капли. Кроме того, все приведенные в табл. 4.4 расчетные значения параметров деформации хорошо согласуются между собой и с экспериментальными значениями [98]. Экспериментальные значения, полученные методом кулоновского возбуждения [96], лежат существенно выше для β_2 и лучше согласуются с расчетами для β_4 , однако следует учесть, что экспериментальные ошибки велики и составляют не менее половины самой величины параметра гексадекапольной деформации.

Полученные в результате оптимизации и подгонки параметров потенциала (4.36) обобщенной оптической модели позволили описать имеющиеся данные для ^{238}U в области энергий от 1 кэВ до 15 МэВ практически в пределах ошибок эксперимента. Сравнение оцененных на основании экспериментальных данных и рассчитанных значений силовых функций S_0 и S_1 и радиуса потенциального рассеяния R' приведены в табл. 4.5. Как видно из таблицы, расчетные значения силовых функций и радиуса потенциального рассеяния практически точно совпадают с оцененными величинами. Следовательно, глубины мнимой и действительной частей потенциала и параметры деформации найдены правильно, так как значения приведенных величин, как отмечалось выше, в основном зависят от данных параметров потенциала.

На рис. 4.3 приведено сравнение рассчитанных значений сечения полного взаимодействия σ_i с экспериментальными данными в области энергий 0,1–1,5 МэВ. Приведенные расчетные значения сечения полного взаимодействия совпадают с экспериментом в пределах, не превышающих ошибок экспериментальных дан-

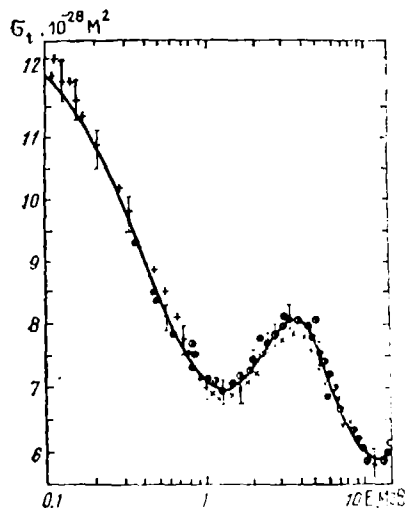


Рис. 4.3. Сравнение расчетных (сплошная кривая) и экспериментальных (точки) значений σ_i для ^{238}U в области энергий 0,1–1,5 МэВ

ных. Это может служить подтверждением правильно выбранной энергетической зависимости глубин мнимой и действительной частей потенциала. На рис. 4.4, 4.5 приведены дифференциальные сечения упругого и неупругого рассеяния нейтронов для энергий 2,5; 3,4; 8,56 и 15,2 МэВ соответственно. Кроме того, на рис. 4.4 приведены дифференциальные сечения упругого рассеяния, рассчитанные с помощью сферической оптической модели [104].

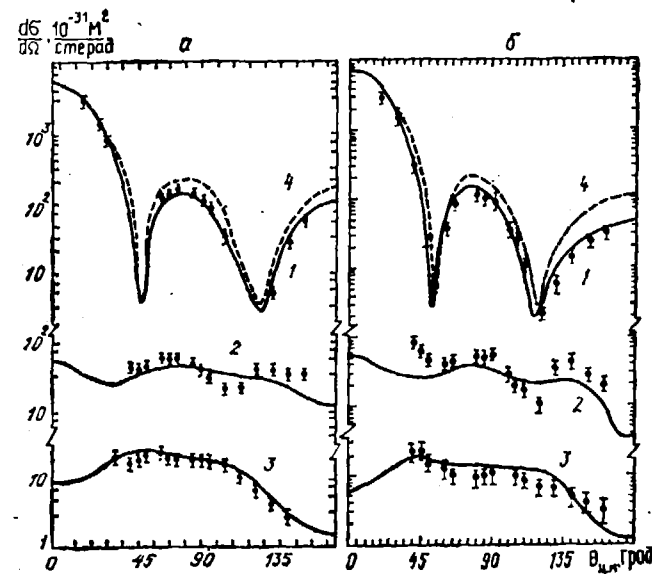


Рис. 4.4. Дифференциальные сечения рассеяния нейтронов с энергией 2,5 МэВ (а) и 3,4 МэВ (б) ядром ^{238}U на уровнях: 1 — основное состояние (0^+); 2 — первый возбужденный уровень (2^+ , 44 кэВ); 3 — второй возбужденный уровень (4^+ , 148 кэВ); 4 — упругое рассеяние сферическим [104] потенциалом

Как видно из этого рисунка рассчитанные нами сечения упругого рассеяния хорошо согласуются с экспериментом. Для сечений прямого неупругого рассеяния на уровнях 2^+ и 4^+ согласие несколько хуже, возникают определенные трудности при попытке воспроизвести детальную структуру в угловом распределении неупруго рассеянных нейтронов. Необходимо отметить, однако, что поскольку надежность изменений для уровней 2^+ и 4^+ очень мала, при подгонке параметров потенциала мы использовали в качестве опорных только данные по угловым распределениям упруго рассеянных нейтронов при энергиях 2,5 и 3,4 МэВ. Остальные же расчетные сечения, приведенные на рис. 4.4, 4.5, получены без подгонки к экспериментальным величинам.

После того как был найден набор параметров оптического потенциала для ^{238}U , позволяющий описать с достаточной степенью точности всю имеющуюся экспериментальную информацию, мы перешли ко второму этапу получения единого потенциа-

ла для тяжелых ядер. На этом этапе была предпринята попытка описать имеющуюся экспериментальную информацию для ядер ^{232}Th , ^{235}U , ^{239}Pu и ^{240}Pu с геометрическими параметрами потенциала, полученными для ^{238}U . Задача состояла в нахождении глубин действительной и мнимой частей потенциала и параметров деформации, позволяющих описать экспериментальную информацию для данных ядер. Были использованы следующие данные: для ядер ^{235}U , ^{239}Pu и ^{240}Pu приведенные в работах [105—107] значения S_0 , S_1 , R' и $\sigma_t(E)$ в области энергий до 15 МэВ (для ^{240}Pu только до 3,4 МэВ) и экспериментальные данные по угловым распределениям для ядер ^{232}Th и ^{239}Pu [93]; для ^{232}Th — оцененные значения S_0 , S_1 и R' [108] и экспериментальные данные по полному сечению [109—111]. Вычисления были выполнены в предположении для четно-четных ядер схемы связи трех

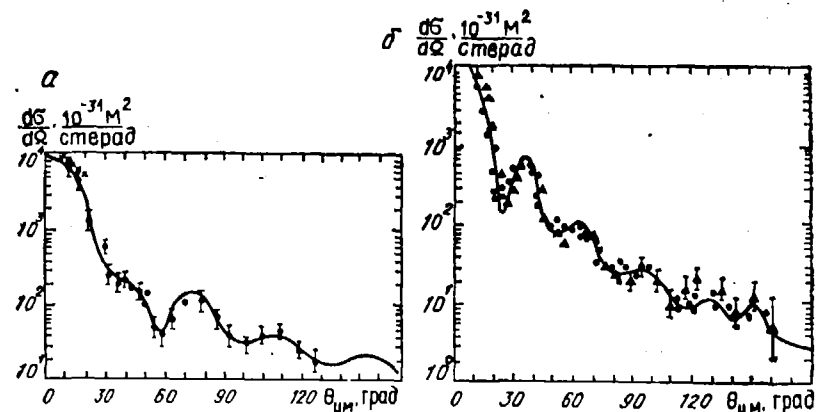


Рис. 4.5. Дифференциальное сечение рассеяния нейтронов с энергией 8,66 (а) и 15,2 МэВ (б) ядром ^{238}U (сумма трех уровней 0^+ , 2^+ , 4^+)

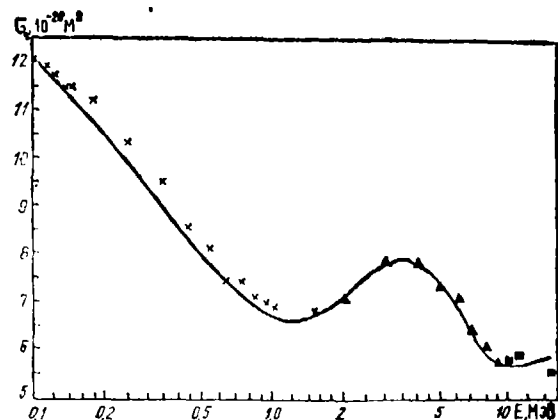


Рис. 4.6. Сравнение расчетных и экспериментальных данных по σ_t ядра ^{232}Th в области энергий 0,1—15 МэВ

Таблица 4.6. Параметры деформации ядер ^{232}Th , ^{235}U , ^{239}Pu , ^{240}Pu

Параметр деформации	Ядро			
	^{232}Th	^{235}U	^{239}Pu	^{240}Pu
β_2	0,195	0,201	0,217	0,191
β_4	0,078	0,072	0,082	0,094

Таблица 4.7. Расчетные и оцененные значения величины S_0 , S_1 и R'

Ядро	$S_0 \cdot 10^{-4} \text{ эВ}^{-1/2}$		$S_1 \cdot 10^{-4} \text{ эВ}^{-1/2}$		$R' \cdot 10^{-16}, \text{ см}$	
	расчет	оценка	расчет	оценка	расчет	оценка
^{232}Th	0,91	$0,84 \pm 0,08$	1,65	$1,6 \pm 0,2$	9,70	$9,65 \pm 0,08$
^{235}U	1,05	$1,07 \pm 0,07$	2,4	$2,0 \pm 0,5$	9,14	$9,15 \pm 0,25$
^{239}Pu	1,15	$1,19 \pm 0,17$	2,2	$2,3 \pm 0,4$	9,05	$9,10 \pm 0,25$
^{240}Pu	0,96	$1,1 \pm 0,16$	2,0	$2,8 \pm 0,8$	9,00	$8,56 \pm 0,6$

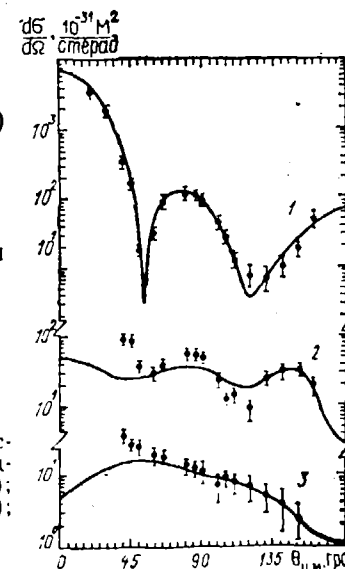
уровней, а для ядер ^{235}U и ^{239}Pu первых пяти уровней основной полосы. В результате оказалось вполне достаточным для описания экспериментальных данных введения в потенциал, полученный для ^{238}U , изотопической зависимости глубин действительной и мнимой частей и подгонки параметров деформации β_2 и β_4 . Глубины действительной и мнимой частей единого для всех рассмотренных ядер потенциала с учетом изотопической зависимости, найденной в процессе подгонки, могут быть записаны в следующем виде:

$$V_R = 49,72 - 17 \frac{N-Z}{A} - 0,3E, \quad (4.37)$$

$$W_D = 5,22 - 10 \frac{N-Z}{A} + 0,4E.$$

Полученные параметры деформации приведены в табл. 4.6.

Рис. 4.7. Дифференциальное сечение рассеяния нейтронов с энергией 3,4 МэВ ядром ^{232}Th : 1 — основное состояние (0^+); 2 — первый возбужденный уровень (2^+); 3 — второй возбужденный уровень (4^+)



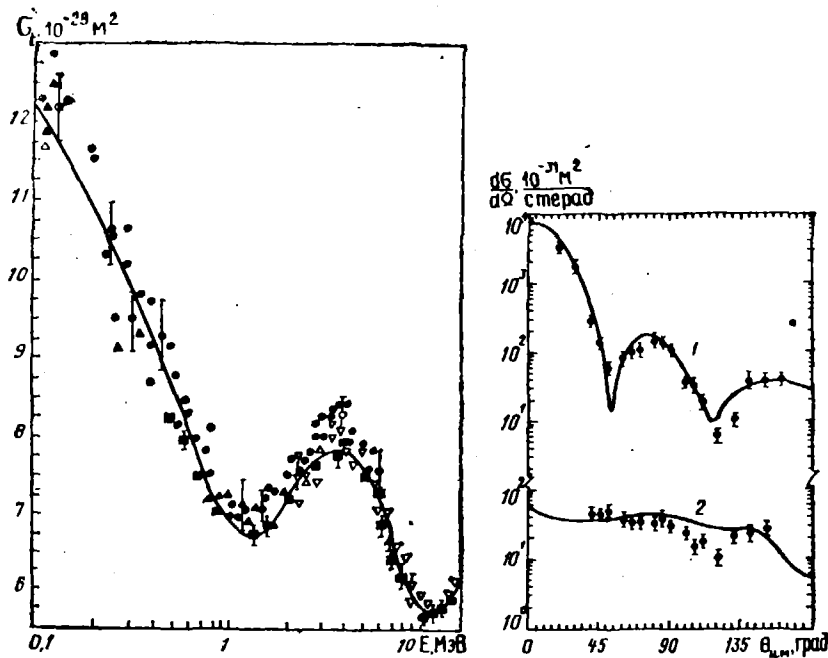


Рис. 4.8. Сравнение расчетных и экспериментальных данных по σ_t ^{239}Pu в области энергий 0,1—15 МэВ

Рис. 4.9. Дифференциальные сечения рассеяния нейтронов с энергией 3,4 МэВ ядром ^{239}Pu : 1 — сумма уровней $1/2^+$ и $3/2^+$; 2 — $5/2^+$ и $7/2^+$

Совокупность приведенных параметров потенциала обобщенной оптической модели позволяет описать для указанных ядер имеющуюся экспериментальную информацию практически в пределах ее ошибок. Сравнение рассчитанных с данным набором параметров и оцененных на основе эксперимента значений силовых функций S_0 и S_1 и радиуса потенциального рассеяния R' приведено в табл. 4.7. Как видно из таблицы, расчетные значения силовых функций S_0 и S_1 и радиуса потенциального рассеяния R' , полученные с приведенными выше параметрами потенциала для всех ядер, совпадают с оцененными из эксперимента величинами в пределах экспериментальных ошибок. На рис. 4.6—4.9 приводятся примеры описания экспериментальных данных по полному сечению и угловым распределениям упруго и неупруго рассеянных нейтронов при энергии 3,4 МэВ для ядер ^{232}Th и ^{239}Pu . Видно, что параметры полученного единого потенциала для актинидов позволяют описывать экспериментальные данные не только в области низких энергий (табл. 4.7), но и во всей важной для оценки области энергий налетающих нейтронов до 15 МэВ. Это дает возможность использовать потенциал с полученными значениями параметров для расчетов и оценки нейтронных сечений тяжелых делящихся ядер.

4.7. ПРИМЕНЕНИЕ ПОЛУЧЕННОГО ПОТЕНЦИАЛА ДЛЯ ОЦЕНКИ НЕЙТРОННЫХ СЕЧЕНИЯ АКТИНИДОВ

Единый потенциал обобщенной оптической модели с полученными значениями параметров не только позволяет описать имеющуюся экспериментальную информацию для тяжелых ядер. Найденная изотопическая зависимость глубин действительной и мнимой частей потенциала дает возможность использовать его также для оценки нейтронных сечений ядер, для которых отсутствуют экспериментальные данные. Для этого необходимо только подогнать значения параметров деформации для каждого ядра, основываясь на оцененных из эксперимента величинах силовых

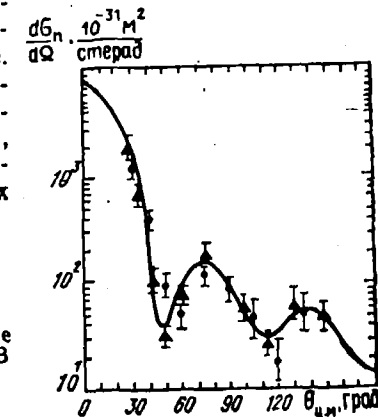


Рис. 4.10. Дифференциальное сечение рассеяния нейтронов с энергией 4 МэВ ядром ^{239}Pu (сумма пяти уровней)

функций и радиуса потенциального рассеяния, что не требует больших затрат машинного времени.

Расчеты по методу связанных каналов с определенными нами значениями параметров оптического потенциала были положены в основу оценки сечений взаимодействия быстрых нейтронов с ядрами ^{239}Pu [112], ^{240}Pu [113] и ^{242}Pu [73]. Из всех сечений, которые можно рассчитывать по обобщенной оптической модели, из эксперимента была оценена лишь величина σ_t ^{239}Pu .

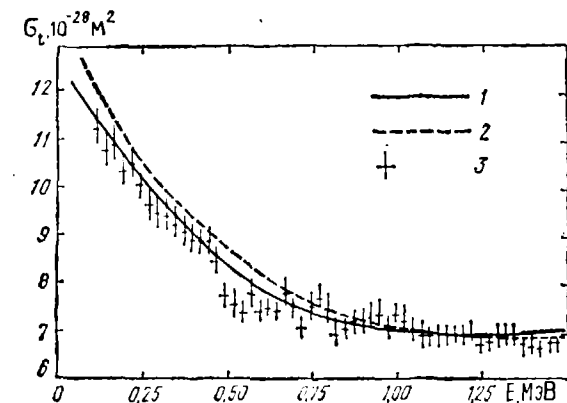


Рис. 4.11. Сравнение расчетных и экспериментальных значений σ_t ^{240}Pu в области энергий 0,1—1,5 МэВ: 1 — настоящая работа; 2 — расчет [115]; 3 — эксперимент [114]

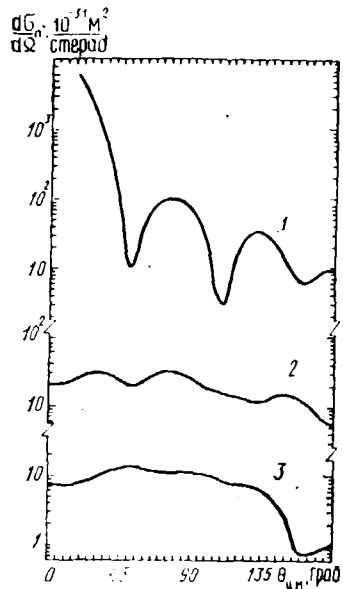


Рис. 4.12. Дифференциальные сечения рассеяния нейтронов с энергией 5 МэВ ядром ^{240}Pu : 1 — основное состояние 0^+ ; 2 — уровень 2^+ , 43 кэВ; 3 — уровень 4^+ , 142 кэВ

Отметим, что расчетные значения σ_t ^{239}Pu совпадают с оцененными из эксперимента с точностью 1—2% в области энергий 1 кэВ—15 МэВ. Ниже приведены некоторые результаты оценки и сравнение, где это возможно, с экспериментальными данными и оценками других авторов.

На рис. 4.10 приведено угловое распределение рассеянных нейтронов с энергией 4 МэВ на ядре ^{239}Pu . Кривая на рисунке представляет собой сумму упругого и прямого неупругого рассеяния на четырех возбужденных уровнях ядра-мишени,

поскольку в эксперименте вклады отдельных уровней не разделены. Сравнение с экспериментальными данными свидетельствует о хорошем качестве оценки. На рис. 4.11 приведено сравнение оцененного сечения полного взаимодействия с экспериментальными данными [114] и оценкой Лагранжа [115], а на рис. 4.12 — дифференциальные сечения упругого и прямого неупругого рассеяния нейтронов с энергией 5 МэВ для ^{240}Pu . Из рис. 4.11 видно, что оцененное нами на основе расчетов по обобщенной оптической модели с полученными параметрами потенциала сечение σ_t ^{240}Pu хорошо совпадает с экспериментальными данными [114]. Рассчитанные сечения полного взаимодействия σ_t , образования

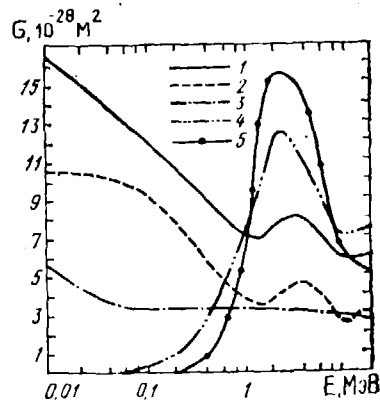


Рис. 4.13. Сечения взаимодействия нейтронов с ядром ^{242}Pu в области энергий 0,01—15 МэВ, рассчитанные по обобщенной оптической модели: 1 — полное сечение σ_t ; 2 — сечение упругого рассеяния σ_n ; 3 — сечение образования составного ядра σ_c ; 4 — сечение прямого неупругого рассеяния $\sigma_{nn}^{2+} (\times 30)$; 5 — $\sigma_{nn}^{4+} (\times 100)$

составного ядра σ_c , прямого упругого σ_n и неупругого σ_{nn}^{2+} и σ_{nn}^{4+} , рассеяния для ядра ^{242}Pu показаны на рис. 4.13.

Приведенные примеры демонстрируют возможность успешного применения обобщенной оптической модели с полученными параметрами потенциала для оценки нейтронных сечений тяжелых ядер, для которых отсутствует экспериментальная информация.

4.8. СРАВНЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ РАСЧЕТОВ ПО СФЕРИЧЕСКОЙ И ОБОБЩЕННОЙ ОПТИЧЕСКИМ МОДЕЛЯМ

Выше было показано, что для тяжелых деформированных ядер наиболее корректным подходом при расчете и оценке нейтронных сечений является обобщенная оптическая модель. Однако этот метод требует существенных затрат машинного времени. Поэтому в различных работах часто используется сферическая оптическая модель. Так как модель содержит довольно большое число параметров, относительно легко получить хорошее согласие с экспериментальными данными в некоторых ограниченных энергетических интервалах. Однако оказывается, что полученные таким образом параметры потенциала различны для соседних ядер, т. е. для надежного описания экспериментальных данных практически для каждого ядра необходимо иметь свой набор параметров потенциала. Кроме того, эти параметры очень сильно отличаются у разных авторов и обладают различными аномалиями: геометрические параметры изменяются с энергией [116]; зависимость глубины действительной части от энергии слишком слаба (например, $0,05 E$ [117]) или непостоянна (сна-

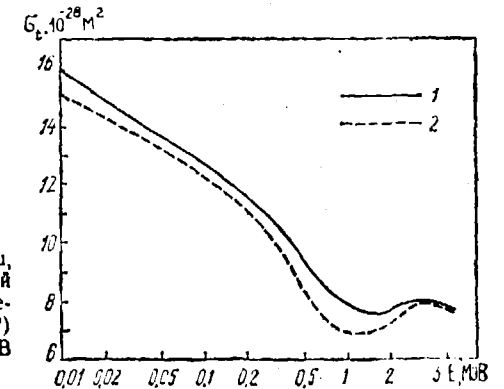


Рис. 4.14. Сравнение σ_t ^{239}Pu , рассчитанных по сферической оптической модели (1) и методом связанных каналов (2) в области энергий 0,01—5 МэВ

чала уменьшается, затем возрастает [104]); слишком мала диффузность действительной части потенциала [104, 117].

Одной из наиболее важных причин использования обобщенной оптической модели является возможность получения ряда параметров, пригодных для экстраполяции к соседним ядрам. Расчеты по сферической оптической модели, как указано в ра-

боте [117], не могут воспроизвести общую тенденцию в изменении силовых функций в области $A=232-241$. Авторы этой работы получили значения S_0 и S_1 для ^{232}Th , которые находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными, а для ^{239}Pu — расчетные значения S_0 и S_1 значительно ниже (приблизительно на 40% S_0 и на 30% S_1) экспериментальных. Расчеты

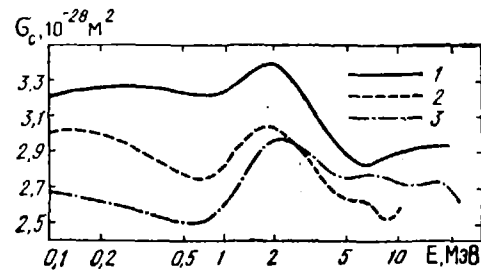


Рис. 4.15. Сравнение расчетных сечений образования составного ядра $\sigma_c^{238}\text{U}$: 1 — метод связанных каналов (настоящая работа); 2 — сферический потенциал [104]; 3 — сферический потенциал [117]

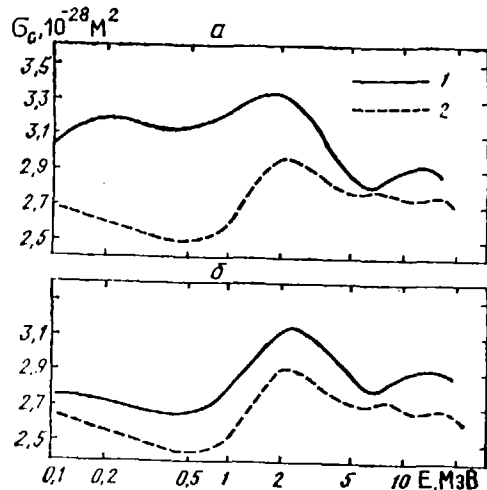


Рис. 4.16. Сравнение значений $\sigma_c^{240}\text{Pu}$ (а) и ^{232}Th (б) рассчитанных по обобщенной (1) и сферической (2) [117] оптической моделям

же по обобщенной оптической модели с единым набором параметров потенциала воспроизводят тенденцию в изменении S_0 и S_1 , что видно из табл. 4.7.

Сравнение сечений полного взаимодействия $\sigma_t^{239}\text{Pu}$ (рис. 4.14), рассчитанных по сферической [118] и обобщенной [80] оптическим моделям, показывает, что расчетные сечения наиболее существенно различаются в области низких энергий. Если, как отмечалось выше, использование деформированного потенциала позволяет описать $\sigma_t^{239}\text{Pu}$ с точностью около 2% во

всей области энергий, то применение сферического потенциала приводит к различию между расчетными и экспериментальными величинами σ_t , достигающему для некоторых областей приблизительно 8%.

Сравнение с экспериментальными данными дифференциальных сечений упругого рассеяния, рассчитанных с использованием

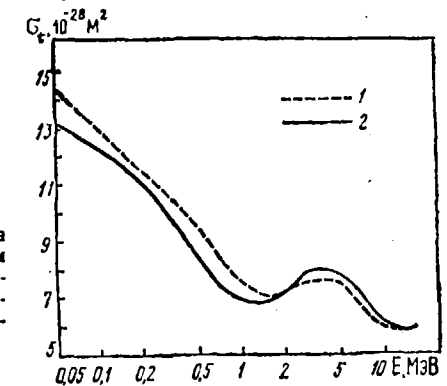


Рис. 4.17. Сравнение σ_t ядра ^{239}Pu , рассчитанных с учетом только квадрупольной β_2 деформации (1) и с учетом квадрупольной и гексадекапольной $\beta_2 + \beta_4$ деформаций (2)

сферического и деформированного потенциалов (см. рис. 4.4), показывает, что сферическая модель хуже описывает сечение упругого рассеяния, особенно на большие углы.

Наиболее чувствительно к выбору модели (сферической или несферической) сечение образования составного ядра σ_c . При расчетах по сферической оптической модели $\sigma_c^{\text{сф}} = \sigma_t - \sigma_{el}$, в методе же связанных каналов $\sigma_c^{\text{несф}} = \sigma_t - \sigma_{el} - \sigma_{\text{прям}}^{\text{прям}}$. Поскольку $\sigma_{\text{прям}}^{\text{прям}}$ сильно зависит от энергии, расчет σ_c по сферической оптической модели из подгонки ее параметров к σ_t оказывается весьма сомнительным. Это видно из рис. 4.15, где показано срав-

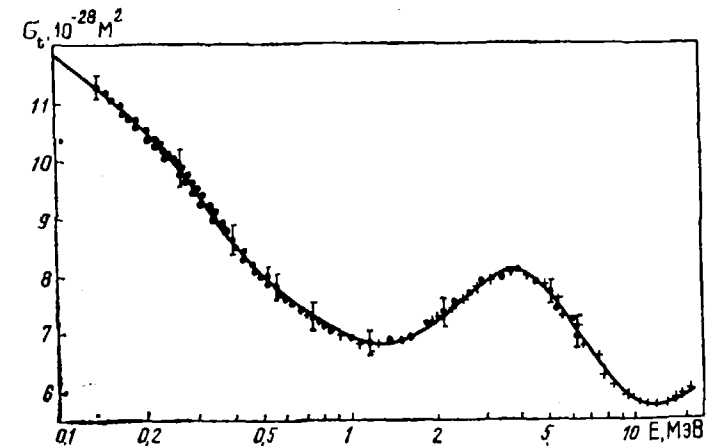


Рис. 4.18. Сравнение оцененных (кривая) и экспериментальных (точки) значений σ_t ядра ^{239}U в области энергий 0,1—15 МэВ

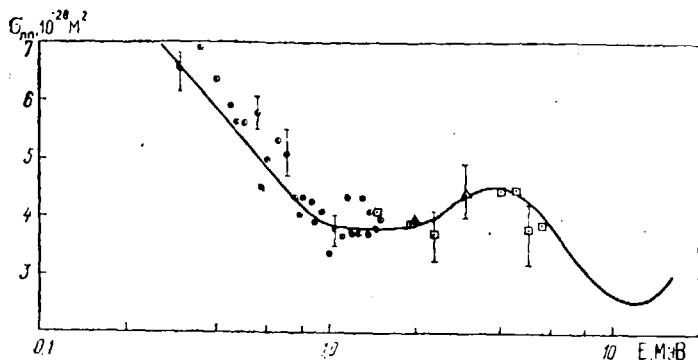


Рис. 4.19. Сравнение оцененных и экспериментальных значений интегрального сечения упругого рассеяния нейтронов ядром ^{235}U в области энергий 0,1—15 МэВ

нение σ_e ^{238}U , рассчитанных методом связанных каналов, с полученными нами параметрами потенциала и по сферической оптической модели с параметрами работ [104, 117]. Различие $\sigma_e^{\text{сф}}$ и $\sigma_e^{\text{несф}}$ весьма существенно и зависит от энергии, что делает невозможной перенормировку результатов расчетов со сферическим потенциалом к результатам расчетов обобщенной оптической модели. Аналогичные результаты получены и для ядер ^{232}Th , ^{240}Pu , ^{239}Pu (рис. 4.16).

Влияние эффектов деформации на расчетные сечения не может быть заменено эквивалентным рядом параметров сферического оптического потенциала, причем, как было отмечено в работе [119], существенно влияние параметров как квадрупольной β_2 , так и гексадекапольной β_4 деформации. Этот эффект демонстрируется на рис. 4.17, где приведено сравнение σ_e ^{239}Pu , рассчитанных с учетом только параметра β_2 и параметров β_2, β_4 . Из рисунка видно, что разница в σ_e достигает $\pm 10\%$ и можно сделать вывод, что для точной оценки сечений актинидов необходимо учитывать как квадрупольную, так и гексадекапольную деформацию ядер.

Из приведенных выше результатов ясно, что в качестве средства для надежной оценки нейтронных сечений тяжелых деформированных ядер должна использоваться обобщенная оптическая модель. При-

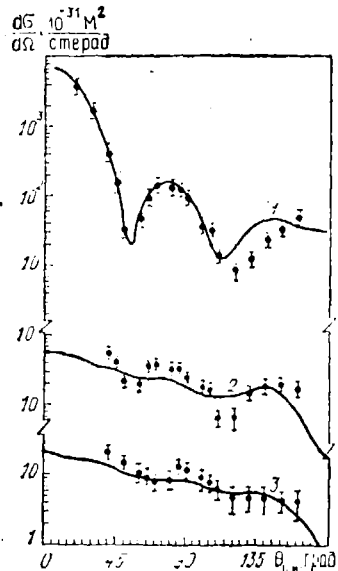


Рис. 4.20. Дифференциальные сечения рассеяния нейтронов с энергией 3,4 МэВ ядром ^{235}U на уровнях

менение сферической оптической модели допустимо лишь в случаях, когда требуемая точность в расчетах сечений невелика (не выше 20—30%).

4.9. ПРИМЕНЕНИЕ ОБОБЩЕННОЙ ОПТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ДЛЯ ОЦЕНКИ СЕЧЕНИЙ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НЕЙТРОНОВ С ЯДРОМ ^{235}U

На основе расчетов по методу связанных каналов с приведенными выше параметрами потенциала была проведена самосоглавованная оценка оптических сечений взаимодействия нейтронов с ядром ^{235}U в области энергий 0,1—15 МэВ. Отметим, что полное сечение σ_t было оценено из экспериментальных данных, но отличие рассчитанного и оцененного сечений не больше 2% во всей области 0,1—15 МэВ, что не превышает ошибки оцененной кривой (рис. 4.18). В табл. 4.8—4.12 приведены коэффициенты A_l разложения по полиномам Лежандра угловых распределений упругого (табл. 4.8) и неупругого (табл. 4.9—4.12) рассеяния с возбуждением уровней 0,046; 0,103; 0,176; 0,249 МэВ:

$$\frac{d\sigma_{E_q}}{d\Omega} = \frac{\sigma_{E_q}}{4\pi} \left[1 + \sum_{l=1}^{l_{\max}} (2l+1) A_l P_l(\cos \Theta) \right].$$

Коэффициенты A_l учитывают изотропный вклад рассеяния нейтронов через составное ядро. На рис. 4.19—4.21 приведено сравнение оцененных (расчет по МСК) и экспериментальных значений сечений упругого взаимодействия и угловых распределений рассеянных нейтронов [120, 121]. Полученные методом связанных каналов обобщенные нейтронные проникаемости, определяющие величину сечения образования составного ядра и конкуренцию нейтронных каналов в процессе его распада, использовались затем в расчетах по статистической модели.

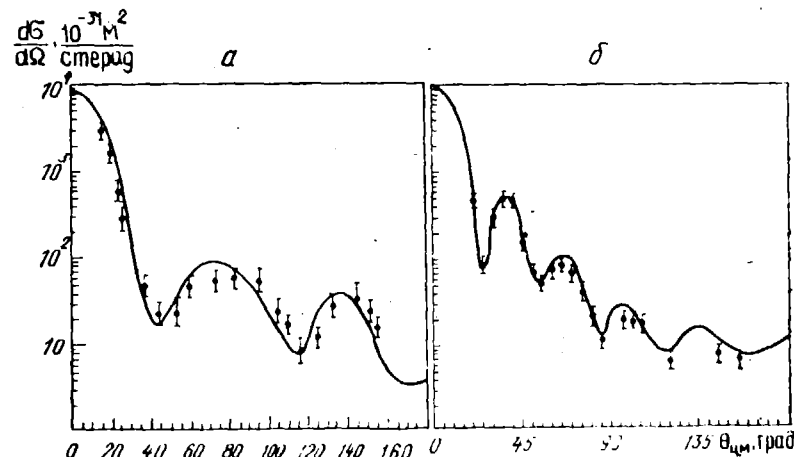


Рис. 4.21. Дифференциальное сечение рассеяния нейтронов с энергией 5 МэВ (а) и 14 МэВ (б) с ядром ^{235}U (сумма пяти уровней)

Таблица 4.8. Коэффициенты разложения A_l по полиномам Лежандра угловых распределений упруго рассеянных нейтронов

$$\frac{d\sigma_{nn}}{d\Omega}(\Theta) = \frac{\sigma_{nn}}{4\pi} \left[1 + \sum_{l=1}^{l_{\max}} (2l+1) A_l P_l(\cos \Theta) \right]$$

A_l	Энергия нейтронов, МэВ				
	0,03	0,05	0,10	0,24	0,50
A_1	$5,46569 \cdot 10^{-2}$	$9,36275 \cdot 10^{-2}$	$1,78205 \cdot 10^{-1}$	$3,26526 \cdot 10^{-1}$	$4,58628 \cdot 10^{-1}$
A_2	$1,00937 \cdot 10^{-3}$	$2,78263 \cdot 10^{-3}$	$1,00538 \cdot 10^{-2}$	$6,23331 \cdot 10^{-3}$	$1,51286 \cdot 10^{-1}$
A_3				$7,32770 \cdot 10^{-3}$	$3,91930 \cdot 10^{-2}$
A_4				$4,05984 \cdot 10^{-4}$	$5,61981 \cdot 10^{-3}$

A_l	Энергия нейтронов, МэВ				
	0,75	1	1,5	2	3
A_1	$5,08653 \cdot 10^{-1}$	$5,02665 \cdot 10^{-1}$	$5,67931 \cdot 10^{-1}$	$6,38003 \cdot 10^{-1}$	$7,52592 \cdot 10^{-1}$
A_2	$2,23764 \cdot 10^{-1}$	$2,74232 \cdot 10^{-1}$	$3,86144 \cdot 10^{-1}$	$4,74870 \cdot 10^{-1}$	$5,83918 \cdot 10^{-1}$
A_3	$1,08687 \cdot 10^{-1}$	$1,84716 \cdot 10^{-1}$	$2,91074 \cdot 10^{-1}$	$3,57378 \cdot 10^{-1}$	$4,49017 \cdot 10^{-1}$
A_4	$2,95332 \cdot 10^{-2}$	$7,17374 \cdot 10^{-2}$	$1,74847 \cdot 10^{-1}$	$2,64390 \cdot 10^{-1}$	$3,50852 \cdot 10^{-1}$
A_5	$1,97086 \cdot 10^{-2}$	$8,16602 \cdot 10^{-2}$	$4,65552 \cdot 10^{-2}$	$1,13873 \cdot 10^{-1}$	$2,20597 \cdot 10^{-1}$
A_6	$3,15266 \cdot 10^{-4}$	$1,71689 \cdot 10^{-3}$	$1,13767 \cdot 10^{-2}$	$3,47146 \cdot 10^{-2}$	$9,78324 \cdot 10^{-2}$
A_7			$6,96933 \cdot 10^{-4}$	$5,03225 \cdot 10^{-3}$	$3,17314 \cdot 10^{-2}$
A_8			$2,13019 \cdot 10^{-5}$	$4,60020 \cdot 10^{-4}$	$8,86457 \cdot 10^{-3}$
A_9				$1,91663 \cdot 10^{-5}$	$1,46309 \cdot 10^{-3}$
A_{10}				$1,47402 \cdot 10^{-7}$	$1,83845 \cdot 10^{-4}$

A_l	Энергия нейтронов, МэВ				
	4	5	6	7	8
A_1	$8,12205 \cdot 10^{-1}$	$8,37019 \cdot 10^{-1}$	$8,44031 \cdot 10^{-1}$	$8,40773 \cdot 10^{-1}$	$8,43853 \cdot 10^{-1}$
A_2	$6,56335 \cdot 10^{-1}$	$7,01857 \cdot 10^{-1}$	$7,20620 \cdot 10^{-1}$	$7,23896 \cdot 10^{-1}$	$7,17681 \cdot 10^{-1}$

A_3	$5,22135 \cdot 10^{-1}$	$5,78010 \cdot 10^{-1}$	$6,09046 \cdot 10^{-1}$	$6,21789 \cdot 10^{-1}$	$6,18783 \cdot 10^{-1}$
A_4	$4,04507 \cdot 10^{-1}$	$4,54855 \cdot 10^{-1}$	$4,93285 \cdot 10^{-1}$	$5,15932 \cdot 10^{-1}$	$5,24218 \cdot 10^{-1}$
A_5	$2,82879 \cdot 10^{-1}$	$3,34994 \cdot 10^{-1}$	$3,73898 \cdot 10^{-1}$	$4,05371 \cdot 10^{-1}$	$4,25264 \cdot 10^{-1}$
A_6	$1,54472 \cdot 10^{-1}$	$2,07207 \cdot 10^{-1}$	$2,53479 \cdot 10^{-1}$	$2,95499 \cdot 10^{-1}$	$3,25464 \cdot 10^{-1}$
A_7	$6,96686 \cdot 10^{-2}$	$1,14209 \cdot 10^{-1}$	$1,53574 \cdot 10^{-1}$	$1,94905 \cdot 10^{-1}$	$2,31325 \cdot 10^{-1}$
A_8	$2,82975 \cdot 10^{-2}$	$6,08393 \cdot 10^{-2}$	$9,65934 \cdot 10^{-2}$	$1,33860 \cdot 10^{-1}$	$1,67245 \cdot 10^{-1}$
A_9	$8,49667 \cdot 10^{-3}$	$2,64985 \cdot 10^{-2}$	$5,35181 \cdot 10^{-2}$	$8,88411 \cdot 10^{-2}$	$1,23887 \cdot 10^{-1}$
A_{10}	$1,88479 \cdot 10^{-3}$	$8,31999 \cdot 10^{-3}$	$2,15375 \cdot 10^{-2}$	$4,55391 \cdot 10^{-2}$	$7,62008 \cdot 10^{-2}$
A_{11}	$2,66467 \cdot 10^{-4}$	$1,71977 \cdot 10^{-3}$	$6,50475 \cdot 10^{-3}$	$1,89582 \cdot 10^{-2}$	$3,58700 \cdot 10^{-2}$
A_{12}	$4,56531 \cdot 10^{-5}$	$3,81210 \cdot 10^{-4}$	$1,70992 \cdot 10^{-3}$	$5,69224 \cdot 10^{-3}$	$1,16653 \cdot 10^{-2}$
A_{13}			$3,38349 \cdot 10^{-4}$	$1,52922 \cdot 10^{-4}$	$2,00925 \cdot 10^{-3}$
A_{14}				$2,39652 \cdot 10^{-5}$	$2,27383 \cdot 10^{-4}$
A_{15}					$1,45366 \cdot 10^{-5}$

A_l	Энергия нейтронов, МэВ				
	9	10	11	13	15
A_1	$8,44639 \cdot 10^{-1}$	$8,58318 \cdot 10^{-1}$	$8,39536 \cdot 10^{-1}$	$8,63721 \cdot 10^{-1}$	$8,65728 \cdot 10^{-1}$
A_2	$7,09095 \cdot 10^{-1}$	$7,07366 \cdot 10^{-1}$	$7,05229 \cdot 10^{-1}$	$7,17669 \cdot 10^{-1}$	$7,35275 \cdot 10^{-1}$
A_3	$6,10396 \cdot 10^{-1}$	$6,05103 \cdot 10^{-1}$	$5,95853 \cdot 10^{-1}$	$6,04095 \cdot 10^{-1}$	$6,16998 \cdot 10^{-1}$
A_4	$5,24604 \cdot 10^{-1}$	$5,29982 \cdot 10^{-1}$	$5,19955 \cdot 10^{-1}$	$5,19563 \cdot 10^{-1}$	$5,33381 \cdot 10^{-1}$
A_5	$4,38775 \cdot 10^{-1}$	$4,54610 \cdot 10^{-1}$	$4,47924 \cdot 10^{-1}$	$4,55006 \cdot 10^{-1}$	$4,64971 \cdot 10^{-1}$
A_6	$3,50109 \cdot 10^{-1}$	$3,81430 \cdot 10^{-1}$	$3,86427 \cdot 10^{-1}$	$3,98508 \cdot 10^{-1}$	$4,11457 \cdot 10^{-1}$
A_7	$2,68545 \cdot 10^{-1}$	$3,10588 \cdot 10^{-1}$	$3,22829 \cdot 10^{-1}$	$3,50168 \cdot 10^{-1}$	$3,62123 \cdot 10^{-1}$
A_8	$2,02206 \cdot 10^{-1}$	$2,49600 \cdot 10^{-1}$	$2,70485 \cdot 10^{-1}$	$2,91278 \cdot 10^{-1}$	$3,19962 \cdot 10^{-1}$
A_9	$1,61449 \cdot 10^{-1}$	$2,06432 \cdot 10^{-1}$	$2,26663 \cdot 10^{-1}$	$2,62271 \cdot 10^{-1}$	$2,76924 \cdot 10^{-1}$
A_{10}	$1,12103 \cdot 10^{-1}$	$1,61318 \cdot 10^{-1}$	$1,83652 \cdot 10^{-1}$	$2,19480 \cdot 10^{-1}$	$2,31638 \cdot 10^{-1}$
A_{11}	$6,23649 \cdot 10^{-2}$	$1,03865 \cdot 10^{-1}$	$1,24281 \cdot 10^{-1}$	$1,62263 \cdot 10^{-1}$	$1,79264 \cdot 10^{-1}$
A_{12}	$2,40144 \cdot 10^{-2}$	$4,97049 \cdot 10^{-2}$	$6,42463 \cdot 10^{-2}$	$9,61964 \cdot 10^{-2}$	$1,15091 \cdot 10^{-1}$
A_{13}	$6,37509 \cdot 10^{-3}$	$1,90366 \cdot 10^{-2}$	$2,57519 \cdot 10^{-2}$	$4,41376 \cdot 10^{-2}$	$5,76527 \cdot 10^{-2}$
A_{14}	$1,14225 \cdot 10^{-3}$	$5,65598 \cdot 10^{-3}$	$7,77457 \cdot 10^{-3}$	$1,50696 \cdot 10^{-2}$	$2,15168 \cdot 10^{-2}$
A_{15}	$1,04945 \cdot 10^{-4}$	$1,15480 \cdot 10^{-3}$	$1,19114 \cdot 10^{-3}$	$2,90595 \cdot 10^{-3}$	$5,54842 \cdot 10^{-3}$
A_{16}		$3,04888 \cdot 10^{-5}$	$2,22459 \cdot 10^{-5}$	$1,31779 \cdot 10^{-4}$	$1,10134 \cdot 10^{-3}$
A_{17}				$1,72458 \cdot 10^{-7}$	$1,58467 \cdot 10^{-4}$
A_{18}					$2,08822 \cdot 10^{-4}$

Таблица 4.9. Коэффициенты разложения A_l по полиномам Лежандра угловых распределений нейтронов неупругого рассеяния на уровне $9/2$, 46 кэВ

A_l	Энергия нейтронов, МэВ				
	0,05	0,10	0,24	0,50	0,75
A_1	0,0	0,0	$6,64939 \cdot 10^{-2}$	$3,11374 \cdot 10^{-2}$	$4,02361 \cdot 10^{-3}$
A_2	$-1,84732 \cdot 10^{-3}$	$-1,21511 \cdot 10^{-3}$	$-3,59786 \cdot 10^{-3}$	$-3,77864 \cdot 10^{-2}$	$-5,79801 \cdot 10^{-2}$
A_3			$-1,87735 \cdot 10^{-3}$	$-1,48000 \cdot 10^{-2}$	$-1,35851 \cdot 10^{-2}$
A_4			$5,75846 \cdot 10^{-5}$	$6,27111 \cdot 10^{-3}$	$1,26688 \cdot 10^{-2}$
A_5					$-6,11032 \cdot 10^{-4}$
A_6					$2,85143 \cdot 10^{-4}$

A_l	Энергия нейтронов, МэВ				
	1	1,5	2	3	4
A_1	$1,61836 \cdot 10^{-3}$	$3,06818 \cdot 10^{-2}$	$7,39432 \cdot 10^{-2}$	$1,86181 \cdot 10^{-1}$	$2,88263 \cdot 10^{-1}$
A_2	$-5,85234 \cdot 10^{-3}$	$-1,50049 \cdot 10^{-2}$	$-2,88330 \cdot 10^{-2}$	$3,56790 \cdot 10^{-2}$	$9,16107 \cdot 10^{-2}$
A_3	$1,11013 \cdot 10^{-2}$	$-9,53855 \cdot 10^{-3}$	$-1,40605 \cdot 10^{-2}$	$9,00006 \cdot 10^{-3}$	$5,01965 \cdot 10^{-2}$
A_4	$1,24297 \cdot 10^{-2}$	$-7,11804 \cdot 10^{-3}$	$-1,37189 \cdot 10^{-2}$	$1,33814 \cdot 10^{-2}$	$2,27729 \cdot 10^{-2}$
A_5	$-2,17251 \cdot 10^{-3}$	$-9,44687 \cdot 10^{-4}$	$9,32185 \cdot 10^{-3}$	$2,95382 \cdot 10^{-2}$	$3,75941 \cdot 10^{-2}$
A_6	$1,47769 \cdot 10^{-3}$	$7,52075 \cdot 10^{-3}$	$1,01849 \cdot 10^{-2}$	$-1,09273 \cdot 10^{-2}$	$-1,07940 \cdot 10^{-2}$
A_7		$-5,15324 \cdot 10^{-4}$	$-2,51917 \cdot 10^{-3}$	$-7,16939 \cdot 10^{-4}$	$-9,48028 \cdot 10^{-3}$
A_8		$5,82377 \cdot 10^{-5}$	$2,19454 \cdot 10^{-4}$	$3,15275 \cdot 10^{-3}$	$-3,04399 \cdot 10^{-3}$
A_9			$-1,41776 \cdot 10^{-5}$	$5,00105 \cdot 10^{-4}$	$2,99153 \cdot 10^{-3}$
A_{10}			$-3,15720 \cdot 10^{-7}$	$4,11629 \cdot 10^{-4}$	$4,31569 \cdot 10^{-3}$
A_{11}					$1,57373 \cdot 10^{-4}$
A_{12}					$1,24627 \cdot 10^{-4}$

A_l	Энергия нейтронов, МэВ				
	5	6	7	8	9
A_1	$2,77164 \cdot 10^{-1}$	$3,00682 \cdot 10^{-1}$	$3,37800 \cdot 10^{-1}$	$4,12670 \cdot 10^{-1}$	$4,34389 \cdot 10^{-1}$
A_2	$6,70385 \cdot 10^{-2}$	$6,47463 \cdot 10^{-2}$	$6,94320 \cdot 10^{-2}$	$1,04178 \cdot 10^{-1}$	$1,40517 \cdot 10^{-1}$

A_3	$1,92118 \cdot 10^{-2}$	$-2,63438 \cdot 10^{-3}$	$-2,31324 \cdot 10^{-2}$	$-1,45261 \cdot 10^{-2}$	$-1,22638 \cdot 10^{-3}$
A_4	$1,88435 \cdot 10^{-2}$	$6,81479 \cdot 10^{-3}$	$-1,24140 \cdot 10^{-2}$	$-3,60548 \cdot 10^{-3}$	$-5,08256 \cdot 10^{-2}$
A_5	$3,02584 \cdot 10^{-2}$	$1,27584 \cdot 10^{-2}$	$-1,17162 \cdot 10^{-2}$	$-2,81248 \cdot 10^{-3}$	$-5,81682 \cdot 10^{-2}$
A_6	$-5,86280 \cdot 10^{-3}$	$-4,94337 \cdot 10^{-3}$	$-5,04900 \cdot 10^{-4}$	$-1,48189 \cdot 10^{-2}$	$-3,94190 \cdot 10^{-2}$
A_7	$-2,29477 \cdot 10^{-2}$	$-2,61880 \cdot 10^{-2}$	$-2,45967 \cdot 10^{-2}$	$-3,47734 \cdot 10^{-3}$	$-4,02219 \cdot 10^{-2}$
A_8	$-1,76157 \cdot 10^{-3}$	$-2,43565 \cdot 10^{-2}$	$-2,17621 \cdot 10^{-2}$	$-2,27277 \cdot 10^{-3}$	$-3,56578 \cdot 10^{-2}$
A_9	$7,78991 \cdot 10^{-3}$	$5,62718 \cdot 10^{-3}$	$3,34641 \cdot 10^{-3}$	$-8,12023 \cdot 10^{-3}$	$-2,68365 \cdot 10^{-3}$
A_{10}	$6,81529 \cdot 10^{-3}$	$4,60144 \cdot 10^{-3}$	$1,87145 \cdot 10^{-4}$	$2,02436 \cdot 10^{-3}$	$1,22273 \cdot 10^{-2}$
A_{11}	$6,03098 \cdot 10^{-4}$	$2,63228 \cdot 10^{-3}$	$7,92970 \cdot 10^{-5}$	$3,40895 \cdot 10^{-3}$	$7,02688 \cdot 10^{-3}$
A_{12}	$6,14630 \cdot 10^{-4}$	$2,73117 \cdot 10^{-3}$	$1,30546 \cdot 10^{-3}$	$1,27374 \cdot 10^{-3}$	$2,64892 \cdot 10^{-3}$
A_{13}	$4,07137 \cdot 10^{-5}$	$3,70029 \cdot 10^{-4}$	$-1,34087 \cdot 10^{-4}$	$3,87634 \cdot 10^{-3}$	$3,91692 \cdot 10^{-4}$
A_{14}	$-7,42716 \cdot 10^{-5}$	$4,65898 \cdot 10^{-5}$			$1,37031 \cdot 10^{-5}$

A_l	Энергия нейтронов, МэВ			
	10	11	13	15
A_1	$4,62506 \cdot 10^{-1}$	$4,34489 \cdot 10^{-1}$	$5,69733 \cdot 10^{-1}$	$6,61330 \cdot 10^{-1}$
A_2	$2,00395 \cdot 10^{-1}$	$2,12426 \cdot 10^{-1}$	$3,24430 \cdot 10^{-1}$	$4,25728 \cdot 10^{-1}$
A_3	$8,16747 \cdot 10^{-3}$	$4,36164 \cdot 10^{-2}$	$1,47617 \cdot 10^{-1}$	$2,50017 \cdot 10^{-1}$
A_4	$-3,22566 \cdot 10^{-3}$	$-1,95604 \cdot 10^{-2}$	$4,89572 \cdot 10^{-2}$	$1,32791 \cdot 10^{-1}$
A_5	$-5,80307 \cdot 10^{-3}$	$-4,37488 \cdot 10^{-2}$	$-1,32535 \cdot 10^{-2}$	$6,34749 \cdot 10^{-2}$
A_6	$-5,58391 \cdot 10^{-3}$	$-5,34556 \cdot 10^{-2}$	$-2,29649 \cdot 10^{-2}$	$3,77043 \cdot 10^{-2}$
A_7	$-4,79756 \cdot 10^{-3}$	$-3,08642 \cdot 10^{-2}$	$-1,48440 \cdot 10^{-2}$	$2,16653 \cdot 10^{-2}$
A_8	$-3,30286 \cdot 10^{-2}$	$-2,65796 \cdot 10^{-2}$	$-1,08356 \cdot 10^{-2}$	$1,63606 \cdot 10^{-2}$
A_9	$-3,26109 \cdot 10^{-3}$	$1,09424 \cdot 10^{-3}$	$8,91151 \cdot 10^{-3}$	$1,91701 \cdot 10^{-2}$
A_{10}	$1,29800 \cdot 10^{-2}$	$2,02227 \cdot 10^{-2}$	$2,66491 \cdot 10^{-2}$	$2,36801 \cdot 10^{-2}$
A_{11}	$1,17365 \cdot 10^{-2}$	$1,48035 \cdot 10^{-2}$	$2,66250 \cdot 10^{-2}$	$2,42110 \cdot 10^{-2}$
A_{12}	$4,69067 \cdot 10^{-3}$	$5,92957 \cdot 10^{-3}$	$1,31532 \cdot 10^{-2}$	$2,10277 \cdot 10^{-2}$
A_{13}	$2,27285 \cdot 10^{-3}$	$3,65425 \cdot 10^{-3}$	$9,86979 \cdot 10^{-3}$	$1,97115 \cdot 10^{-2}$
A_{14}	$7,60265 \cdot 10^{-4}$	$1,39389 \cdot 10^{-3}$	$5,08033 \cdot 10^{-3}$	$1,05538 \cdot 10^{-2}$
A_{15}	$1,08988 \cdot 10^{-4}$	$2,48024 \cdot 10^{-4}$	$1,60002 \cdot 10^{-3}$	$2,41487 \cdot 10^{-3}$
A_{16}			$3,08025 \cdot 10^{-3}$	$6,67399 \cdot 10^{-3}$

Таблица 4.10. Коэффициенты разложения A_l по полиномам Лежандра угловых распределений нейтронов, неупруго рассеянных на уровне 11/2-, 103 кэВ

A_l	Энергия нейтронов, МэВ			
	0,24	0,50	0,75	1
A_1	$4,89189 \cdot 10^{-2}$	$3,28099 \cdot 10^{-2}$	$3,60871 \cdot 10^{-2}$	$1,61836 \cdot 10^{-2}$
A_2	$-2,74283 \cdot 10^{-3}$	$-1,42343 \cdot 10^{-2}$	$-1,88653 \cdot 10^{-2}$	$-5,85234 \cdot 10^{-2}$
A_3	$-1,40065 \cdot 10^{-3}$	$-8,03556 \cdot 10^{-3}$	$-7,89138 \cdot 10^{-3}$	$1,11012 \cdot 10^{-3}$
A_4	$-5,09914 \cdot 10^{-6}$	$3,82285 \cdot 10^{-3}$	$6,85971 \cdot 10^{-3}$	$1,24297 \cdot 10^{-2}$
A_5			$-3,95005 \cdot 10^{-4}$	$-2,17251 \cdot 10^{-3}$
A_6			$1,48760 \cdot 10^{-4}$	$1,47769 \cdot 10^{-3}$

A_l	Энергия нейтронов, МэВ				
	1,5	2	3	4	5
A_1	$6,55289 \cdot 10^{-2}$	$1,02046 \cdot 10^{-1}$	$1,88022 \cdot 10^{-1}$	$2,52965 \cdot 10^{-1}$	$2,66157 \cdot 10^{-1}$
A_2	$-1,97178 \cdot 10^{-2}$	$-1,68007 \cdot 10^{-2}$	$2,08710 \cdot 10^{-2}$	$5,95538 \cdot 10^{-2}$	$4,91614 \cdot 10^{-2}$
A_3	$-1,30541 \cdot 10^{-2}$	$-7,82967 \cdot 10^{-3}$	$2,27989 \cdot 10^{-2}$	$4,59041 \cdot 10^{-2}$	$1,76596 \cdot 10^{-2}$
A_4	$-5,88206 \cdot 10^{-3}$	$-4,79874 \cdot 10^{-3}$	$8,89124 \cdot 10^{-4}$	$6,02989 \cdot 10^{-3}$	$1,10692 \cdot 10^{-3}$
A_5	$6,59254 \cdot 10^{-4}$	$6,68381 \cdot 10^{-3}$	$1,44886 \cdot 10^{-2}$	$2,40360 \cdot 10^{-2}$	$1,86646 \cdot 10^{-2}$
A_6	$4,78305 \cdot 10^{-3}$	$5,77213 \cdot 10^{-3}$	$8,04215 \cdot 10^{-4}$	$-3,11920 \cdot 10^{-3}$	$-3,10368 \cdot 10^{-3}$
A_7	$-4,15146 \cdot 10^{-4}$	$-1,61519 \cdot 10^{-3}$	$6,56437 \cdot 10^{-4}$	$-7,28205 \cdot 10^{-3}$	$-1,57476 \cdot 10^{-2}$
A_8	$2,65551 \cdot 10^{-5}$	$1,09575 \cdot 10^{-4}$	$1,53906 \cdot 10^{-3}$	$-3,37913 \cdot 10^{-3}$	$-9,78483 \cdot 10^{-3}$
A_9		$-1,15669 \cdot 10^{-6}$	$1,42301 \cdot 10^{-4}$	$2,10987 \cdot 10^{-3}$	$5,15120 \cdot 10^{-3}$
A_{10}		$-1,08591 \cdot 10^{-6}$	$2,46992 \cdot 10^{-4}$	$2,68660 \cdot 10^{-3}$	$3,93870 \cdot 10^{-3}$
A_{11}				$9,18882 \cdot 10^{-6}$	$4,09302 \cdot 10^{-4}$
A_{12}				$8,13516 \cdot 10^{-5}$	$4,05347 \cdot 10^{-4}$
A_{13}					$3,07604 \cdot 10^{-5}$
A_{14}					$-5,77303 \cdot 10^{-7}$

A_l	Энергия нейтронов, МэВ			
	6	7	8	9
A_1	$2,97036 \cdot 10^{-1}$	$3,17307 \cdot 10^{-1}$	$4,00297 \cdot 10^{-1}$	$3,82543 \cdot 10^{-1}$
A_2	$6,00575 \cdot 10^{-2}$	$5,82231 \cdot 10^{-2}$	$8,72581 \cdot 10^{-2}$	$1,11767 \cdot 10^{-1}$

A_3	$4,64187 \cdot 10^{-3}$	$-1,69960 \cdot 10^{-3}$	$-2,61882 \cdot 10^{-2}$	$-2,69842 \cdot 10^{-2}$
A_4	$-6,06764 \cdot 10^{-3}$	$-1,81299 \cdot 10^{-3}$	$-3,22776 \cdot 10^{-3}$	$-5,72029 \cdot 10^{-2}$
A_5	$9,00225 \cdot 10^{-3}$	$-9,62439 \cdot 10^{-3}$	$-9,67669 \cdot 10^{-3}$	$-4,66336 \cdot 10^{-2}$
A_6	$-3,06816 \cdot 10^{-3}$	$5,22114 \cdot 10^{-3}$	$-1,09614 \cdot 10^{-3}$	$-2,97512 \cdot 10^{-2}$
A_7	$-1,74904 \cdot 10^{-3}$	$-1,18074 \cdot 10^{-3}$	$-1,96856 \cdot 10^{-3}$	$-2,53571 \cdot 10^{-3}$
A_8	$-1,10464 \cdot 10^{-3}$	$-1,78108 \cdot 10^{-3}$	$-1,79707 \cdot 10^{-3}$	$-2,48385 \cdot 10^{-3}$
A_9	$4,41302 \cdot 10^{-3}$	$1,95161 \cdot 10^{-3}$	$-7,97502 \cdot 10^{-3}$	$-1,19509 \cdot 10^{-3}$
A_{10}	$1,50778 \cdot 10^{-3}$	$1,27206 \cdot 10^{-4}$	$-2,86425 \cdot 10^{-4}$	$1,00627 \cdot 10^{-2}$
A_{11}	$1,70223 \cdot 10^{-3}$	$3,66095 \cdot 10^{-6}$	$2,41042 \cdot 10^{-3}$	$5,10602 \cdot 10^{-3}$
A_{12}	$1,92344 \cdot 10^{-3}$	$1,43653 \cdot 10^{-3}$	$1,69816 \cdot 10^{-3}$	$2,91243 \cdot 10^{-3}$
A_{13}	$2,17472 \cdot 10^{-4}$	$-1,63117 \cdot 10^{-4}$	$-2,45735 \cdot 10^{-4}$	$-3,92361 \cdot 10^{-4}$
A_{14}	$3,34130 \cdot 10^{-5}$			$6,69491 \cdot 10^{-6}$

A_l	Энергия нейтронов, МэВ			
	10	11	13	15
A_1	$3,75647 \cdot 10^{-1}$	$3,32072 \cdot 10^{-1}$	$5,26989 \cdot 10^{-1}$	$5,57764 \cdot 10^{-1}$
A_2	$1,53339 \cdot 10^{-1}$	$1,30923 \cdot 10^{-1}$	$2,84173 \cdot 10^{-1}$	$3,02042 \cdot 10^{-1}$
A_3	$-2,05955 \cdot 10^{-2}$	$1,82086 \cdot 10^{-3}$	$9,39008 \cdot 10^{-3}$	$1,72031 \cdot 10^{-1}$
A_4	$-3,53356 \cdot 10^{-2}$	$-2,44791 \cdot 10^{-3}$	$2,81867 \cdot 10^{-3}$	$7,47470 \cdot 10^{-2}$
A_5	$-3,78544 \cdot 10^{-2}$	$-3,37913 \cdot 10^{-3}$	$-1,15989 \cdot 10^{-3}$	$2,36682 \cdot 10^{-2}$
A_6	$-4,69636 \cdot 10^{-2}$	$-4,42968 \cdot 10^{-3}$	$-2,45938 \cdot 10^{-3}$	$1,83183 \cdot 10^{-3}$
A_7	$-2,66103 \cdot 10^{-2}$	$-1,81412 \cdot 10^{-3}$	$-1,51766 \cdot 10^{-3}$	$1,40661 \cdot 10^{-2}$
A_8	$-1,82496 \cdot 10^{-2}$	$-1,21056 \cdot 10^{-2}$	$-6,79202 \cdot 10^{-3}$	$2,03377 \cdot 10^{-2}$
A_9	$1,54260 \cdot 10^{-3}$	$6,93540 \cdot 10^{-3}$	$1,29484 \cdot 10^{-2}$	$2,14133 \cdot 10^{-3}$
A_{10}	$8,20224 \cdot 10^{-3}$	$1,22292 \cdot 10^{-2}$	$1,87464 \cdot 10^{-2}$	$1,53182 \cdot 10^{-3}$
A_{11}	$7,15314 \cdot 10^{-3}$	$7,26068 \cdot 10^{-3}$	$2,09950 \cdot 10^{-2}$	$1,61124 \cdot 10^{-2}$
A_{12}	$4,05323 \cdot 10^{-3}$	$4,07012 \cdot 10^{-3}$	$1,00630 \cdot 10^{-2}$	$1,37319 \cdot 10^{-3}$
A_{13}	$1,26891 \cdot 10^{-3}$	$1,93987 \cdot 10^{-3}$	$7,29312 \cdot 10^{-3}$	$1,17985 \cdot 10^{-3}$
A_{14}	$5,11228 \cdot 10^{-4}$	$8,30749 \cdot 10^{-4}$	$3,62678 \cdot 10^{-3}$	$5,45815 \cdot 10^{-3}$
A_{15}	$6,73542 \cdot 10^{-6}$	$1,35244 \cdot 10^{-4}$	$1,17460 \cdot 10^{-3}$	$1,10906 \cdot 10^{-3}$
A_{16}			$6,14753 \cdot 10^{-6}$	$1,27832 \cdot 10^{-5}$

Таблица 4.11. Коэффициенты разложения A_l по полиномам Лежандра угловых распределений нейтронов, неупруго рассеянных на уровне 13/2-, 170 кэВ

A_l	Энергия нейтронов, МэВ				
	0,24	0,50	0,75	1	1,5
A_1	$7,92260 \cdot 10^{-4}$	$4,25749 \cdot 10^{-3}$	$7,86233 \cdot 10^{-3}$	$9,61624 \cdot 10^{-3}$	$9,92921 \cdot 10^{-2}$
A_2	$-1,02133 \cdot 10^{-3}$	$2,37201 \cdot 10^{-3}$	$3,22282 \cdot 10^{-2}$	$2,45420 \cdot 10^{-2}$	$-1,96227 \cdot 10^{-2}$
A_3	$-2,13784 \cdot 10^{-4}$	$2,04027 \cdot 10^{-3}$	$-5,64475 \cdot 10^{-4}$	$-8,29594 \cdot 10^{-3}$	$-1,55880 \cdot 10^{-2}$
A_4	$-4,83490 \cdot 10^{-4}$	$3,67267 \cdot 10^{-4}$	$-6,69059 \cdot 10^{-4}$	$-2,44338 \cdot 10^{-3}$	$-3,86696 \cdot 10^{-3}$
A_5			$-1,17511 \cdot 10^{-4}$	$1,89619 \cdot 10^{-4}$	$2,55090 \cdot 10^{-3}$
A_6			$-2,84864 \cdot 10^{-5}$	$8,67528 \cdot 10^{-5}$	$8,53113 \cdot 10^{-4}$
A_7					$-2,36058 \cdot 10^{-4}$
A_8					$-1,75005 \cdot 10^{-5}$

A_l	Энергия нейтронов, МэВ			
	2	3	4	5
A_1	$1,20399 \cdot 10^{-1}$	$1,79448 \cdot 10^{-1}$	$1,90533 \cdot 10^{-1}$	$2,39714 \cdot 10^{-1}$
A_2	$-2,73944 \cdot 10^{-2}$	$-2,67964 \cdot 10^{-2}$	$-2,19910 \cdot 10^{-2}$	$1,43658 \cdot 10^{-2}$
A_3	$1,40409 \cdot 10^{-4}$	$3,70220 \cdot 10^{-2}$	$3,42996 \cdot 10^{-2}$	$1,34463 \cdot 10^{-2}$
A_4	$5,77360 \cdot 10^{-3}$	$-2,67978 \cdot 10^{-4}$	$-1,89872 \cdot 10^{-3}$	$-2,53026 \cdot 10^{-2}$
A_5	$2,46813 \cdot 10^{-3}$	$-7,04955 \cdot 10^{-3}$	$2,01011 \cdot 10^{-3}$	$-2,22697 \cdot 10^{-3}$
A_6	$-1,81581 \cdot 10^{-4}$	$3,22703 \cdot 10^{-3}$	$8,34321 \cdot 10^{-3}$	$6,36594 \cdot 10^{-4}$
A_7	$-3,30206 \cdot 10^{-4}$	$2,30842 \cdot 10^{-3}$	$-3,50710 \cdot 10^{-3}$	$-3,34370 \cdot 10^{-3}$
A_8	$-1,43486 \cdot 10^{-5}$	$-7,74634 \cdot 10^{-4}$	$-3,51528 \cdot 10^{-3}$	$3,57138 \cdot 10^{-3}$
A_9	$-6,20297 \cdot 10^{-6}$	$-3,42787 \cdot 10^{-4}$	$5,83722 \cdot 10^{-4}$	$6,45796 \cdot 10^{-4}$
A_{10}	$-2,72742 \cdot 10^{-6}$	$-1,18793 \cdot 10^{-5}$	$-8,22522 \cdot 10^{-6}$	$-9,24102 \cdot 10^{-4}$
A_{11}			$-2,33994 \cdot 10^{-5}$	$7,08879 \cdot 10^{-5}$
A_{12}			$7,01418 \cdot 10^{-6}$	$4,33394 \cdot 10^{-5}$
A_{13}				$1,23348 \cdot 10^{-5}$
A_{14}				$-1,71332 \cdot 10^{-6}$

A_l	Энергия нейтронов, МэВ			
	6	7	8	9
A_1	$2,82012 \cdot 10^{-1}$	$1,72583 \cdot 10^{-1}$	$3,63208 \cdot 10^{-1}$	$2,96917 \cdot 10^{-1}$
A_2	$4,93675 \cdot 10^{-2}$	$-9,15226 \cdot 10^{-2}$	$2,33794 \cdot 10^{-2}$	$4,50112 \cdot 10^{-2}$
A_3	$1,89708 \cdot 10^{-2}$	$-1,35133 \cdot 10^{-2}$	$-6,66644 \cdot 10^{-3}$	$-6,64946 \cdot 10^{-3}$
A_4	$-2,47377 \cdot 10^{-3}$	$-2,21782 \cdot 10^{-3}$	$-1,86440 \cdot 10^{-3}$	$-4,54202 \cdot 10^{-3}$
A_5	$1,71276 \cdot 10^{-3}$	$-2,47916 \cdot 10^{-4}$	$1,70001 \cdot 10^{-3}$	$-2,11608 \cdot 10^{-3}$
A_6	$1,61389 \cdot 10^{-3}$	$2,41491 \cdot 10^{-3}$	$4,46560 \cdot 10^{-3}$	$-7,12019 \cdot 10^{-3}$
A_7	$-5,02526 \cdot 10^{-4}$	$1,04615 \cdot 10^{-3}$	$-2,79565 \cdot 10^{-3}$	$-7,82744 \cdot 10^{-4}$
A_8	$1,20106 \cdot 10^{-2}$	$-1,38131 \cdot 10^{-3}$	$-1,97087 \cdot 10^{-3}$	$-1,10813 \cdot 10^{-2}$
A_9	$1,83881 \cdot 10^{-3}$	$2,84506 \cdot 10^{-3}$	$-3,67710 \cdot 10^{-3}$	$4,79376 \cdot 10^{-3}$
A_{10}	$-3,87598 \cdot 10^{-3}$	$7,52439 \cdot 10^{-4}$	$-1,14080 \cdot 10^{-3}$	$9,74917 \cdot 10^{-3}$
A_{11}	$2,79874 \cdot 10^{-5}$	$-1,10895 \cdot 10^{-4}$	$1,15546 \cdot 10^{-4}$	$8,18782 \cdot 10^{-4}$
A_{12}	$4,44702 \cdot 10^{-4}$	$1,34268 \cdot 10^{-3}$	$1,73858 \cdot 10^{-3}$	$2,54309 \cdot 10^{-3}$
A_{13}	$-5,33277 \cdot 10^{-5}$	$-1,54516 \cdot 10^{-4}$	$-4,46663 \cdot 10^{-4}$	$-1,01680 \cdot 10^{-3}$
A_{14}	$8,36417 \cdot 10^{-6}$			$-2,70397 \cdot 10^{-4}$

A_l	Энергия нейтронов, МэВ			
	10	11	13	15
A_1	$1,83859 \cdot 10^{-1}$	$2,25932 \cdot 10^{-1}$	$2,92506 \cdot 10^{-1}$	$2,44974 \cdot 10^{-1}$
A_2	$6,16487 \cdot 10^{-2}$	$3,96706 \cdot 10^{-2}$	$1,02922 \cdot 10^{-1}$	$9,82585 \cdot 10^{-2}$
A_3	$-4,21955 \cdot 10^{-2}$	$-4,82890 \cdot 10^{-2}$	$-1,83809 \cdot 10^{-2}$	$4,22659 \cdot 10^{-2}$
A_4	$-4,20514 \cdot 10^{-2}$	$-2,55883 \cdot 10^{-2}$	$1,30225 \cdot 10^{-2}$	$3,55490 \cdot 10^{-2}$
A_5	$-1,00098 \cdot 10^{-2}$	$-2,28883 \cdot 10^{-2}$	$-1,20683 \cdot 10^{-2}$	$-2,09259 \cdot 10^{-2}$
A_6	$-1,54487 \cdot 10^{-2}$	$-2,69765 \cdot 10^{-2}$	$-1,67692 \cdot 10^{-2}$	$-1,17049 \cdot 10^{-2}$
A_7	$-3,08073 \cdot 10^{-3}$	$-4,59688 \cdot 10^{-3}$	$-1,49209 \cdot 10^{-2}$	$-2,91409 \cdot 10^{-3}$
A_8	$-1,14454 \cdot 10^{-3}$	$-7,73916 \cdot 10^{-3}$	$-4,25001 \cdot 10^{-3}$	$2,10549 \cdot 10^{-2}$
A_9	$7,31405 \cdot 10^{-3}$	$1,67332 \cdot 10^{-2}$	$1,99936 \cdot 10^{-2}$	$2,18688 \cdot 10^{-2}$
A_{10}	$4,15945 \cdot 10^{-3}$	$9,00777 \cdot 10^{-3}$	$1,76293 \cdot 10^{-2}$	$-4,10797 \cdot 10^{-3}$
A_{11}	$4,05460 \cdot 10^{-4}$	$-6,80200 \cdot 10^{-4}$	$1,39384 \cdot 10^{-3}$	$1,91653 \cdot 10^{-3}$
A_{12}	$2,01610 \cdot 10^{-3}$	$2,09842 \cdot 10^{-3}$	$3,23265 \cdot 10^{-3}$	$3,61761 \cdot 10^{-4}$
A_{13}	$9,09844 \cdot 10^{-5}$	$3,79053 \cdot 10^{-4}$	$3,96587 \cdot 10^{-4}$	$-1,51816 \cdot 10^{-3}$
A_{14}	$1,39197 \cdot 10^{-4}$	$2,71600 \cdot 10^{-4}$	$2,54728 \cdot 10^{-4}$	$-1,70744 \cdot 10^{-3}$
A_{15}	$1,44506 \cdot 10^{-5}$	$3,10204 \cdot 10^{-5}$	$2,05607 \cdot 10^{-4}$	$-7,08399 \cdot 10^{-4}$
A_{16}			$5,01282 \cdot 10^{-5}$	$1,08197 \cdot 10^{-5}$

Таблица 4.12. Коэффициенты разложения A_l по полиномам Лежандра угловых распределений нейтронов, неупруго рассеянных на уровне $15/2^-$, 249 кэВ

A_l	Энергия нейтронов, МэВ			
	0,50	0,75	1	1,5
A_1	$8,59839 \cdot 10^{-2}$	$1,50835 \cdot 10^{-1}$	$2,67324 \cdot 10^{-1}$	$1,47687 \cdot 10^{-1}$
A_2	$4,79050 \cdot 10^{-2}$	$6,41854 \cdot 10^{-2}$	$8,71094 \cdot 10^{-2}$	$-1,92784 \cdot 10^{-2}$
A_3	$4,12052 \cdot 10^{-3}$	$-1,03662 \cdot 10^{-2}$	$-2,13130 \cdot 10^{-2}$	$-2,24150 \cdot 10^{-2}$
A_4	$7,41730 \cdot 10^{-4}$	$-1,70081 \cdot 10^{-2}$	$-5,49687 \cdot 10^{-3}$	$-7,38727 \cdot 10^{-3}$
A_5		$-2,12400 \cdot 10^{-4}$	$6,22758 \cdot 10^{-4}$	$4,26361 \cdot 10^{-3}$
A_6		$-6,75813 \cdot 10^{-5}$	$2,51301 \cdot 10^{-4}$	$6,80929 \cdot 10^{-4}$
A_7				$-2,79861 \cdot 10^{-4}$
A_8				$-4,99352 \cdot 10^{-5}$

A_l	Энергия нейтронов, МэВ				
	2	3	4	5	6
A_1	$1,58808 \cdot 10^{-1}$	$2,13557 \cdot 10^{-1}$	$1,76590 \cdot 10^{-1}$	$2,11355 \cdot 10^{-1}$	$2,52653 \cdot 10^{-1}$
A_2	$-1,54265 \cdot 10^{-2}$	$-7,53387 \cdot 10^{-2}$	$-2,91438 \cdot 10^{-2}$	$4,17727 \cdot 10^{-4}$	$4,16991 \cdot 10^{-2}$
A_3	$-1,79352 \cdot 10^{-3}$	$2,65692 \cdot 10^{-2}$	$1,86817 \cdot 10^{-2}$	$7,32265 \cdot 10^{-2}$	$2,28126 \cdot 10^{-2}$
A_4	$5,17724 \cdot 10^{-3}$	$-2,33182 \cdot 10^{-2}$	$-8,32880 \cdot 10^{-3}$	$-1,08723 \cdot 10^{-2}$	$-8,02464 \cdot 10^{-3}$
A_5	$1,62420 \cdot 10^{-3}$	$-4,80774 \cdot 10^{-3}$	$4,32673 \cdot 10^{-3}$	$-5,41758 \cdot 10^{-3}$	$6,58172 \cdot 10^{-5}$
A_6	$-6,70761 \cdot 10^{-4}$	$2,85346 \cdot 10^{-3}$	$3,46792 \cdot 10^{-3}$	$-2,54097 \cdot 10^{-3}$	$5,62061 \cdot 10^{-3}$
A_7	$-3,10324 \cdot 10^{-4}$	$1,61177 \cdot 10^{-3}$	$-3,15546 \cdot 10^{-3}$	$-3,22258 \cdot 10^{-3}$	$3,46924 \cdot 10^{-3}$
A_8	$9,69927 \cdot 10^{-5}$	$-5,67937 \cdot 10^{-4}$	$-2,04448 \cdot 10^{-3}$	$3,11381 \cdot 10^{-3}$	$8,29394 \cdot 10^{-3}$
A_9	$-3,25692 \cdot 10^{-5}$	$-2,57571 \cdot 10^{-4}$	$4,18555 \cdot 10^{-4}$	$7,57318 \cdot 10^{-4}$	$5,88353 \cdot 10^{-4}$
A_{10}	$-9,56401 \cdot 10^{-5}$	$-5,02590 \cdot 10^{-5}$	$-2,01506 \cdot 10^{-4}$	$-6,33652 \cdot 10^{-4}$	$-3,10843 \cdot 10^{-3}$
A_{11}			$-4,16518 \cdot 10^{-5}$	$5,49619 \cdot 10^{-5}$	$6,48459 \cdot 10^{-5}$
A_{12}			$1,03975 \cdot 10^{-5}$	$3,52566 \cdot 10^{-5}$	$3,90621 \cdot 10^{-4}$
A_{13}				$7,90663 \cdot 10^{-5}$	$-3,35914 \cdot 10^{-5}$
A_{14}				$-2,65060 \cdot 10^{-5}$	$4,35439 \cdot 10^{-5}$

A _i	Энергия нейтронов, МэВ				
	8	10	11	13	15
A ₁	2,95228 · 10 ⁻¹	1,33772 · 10 ⁻¹	1,59929 · 10 ⁻¹	1,64317 · 10 ⁻¹	5,60156 · 10 ⁻²
A ₂	-8,31512 · 10 ⁻²	1,47876 · 10 ⁻²	-4,18718 · 10 ⁻²	-7,10764 · 10 ⁻²	-9,62529 · 10 ⁻²
A ₃	-1,14228 · 10 ⁻¹	-2,97289 · 10 ⁻²	-7,12810 · 10 ⁻²	-3,60423 · 10 ⁻²	3,08511 · 10 ⁻²
A ₄	5,54694 · 10 ⁻³	-4,40722 · 10 ⁻³	2,51875 · 10 ⁻³	7,05972 · 10 ⁻²	1,98621 · 10 ⁻²
A ₅	2,37994 · 10 ⁻²	-1,20425 · 10 ⁻²	-1,46914 · 10 ⁻²	1,24804 · 10 ⁻²	-5,54652 · 10 ⁻³
A ₆	2,43659 · 10 ⁻²	9,20492 · 10 ⁻³	-3,78180 · 10 ⁻³	-6,06530 · 10 ⁻³	9,36099 · 10 ⁻³
A ₇	-3,71691 · 10 ⁻³	-3,64457 · 10 ⁻³	1,12436 · 10 ⁻³	-1,20910 · 10 ⁻²	-6,07280 · 10 ⁻³
A ₈	-3,49279 · 10 ⁻³	-2,14710 · 10 ⁻³	-3,21607 · 10 ⁻³	1,65007 · 10 ⁻²	9,47666 · 10 ⁻³
A ₉	5,70533 · 10 ⁻³	7,77118 · 10 ⁻³	2,59732 · 10 ⁻²	2,18914 · 10 ⁻²	1,50039 · 10 ⁻²
A ₁₀	3,01637 · 10 ⁻³	6,05408 · 10 ⁻³	2,12261 · 10 ⁻²	3,64785 · 10 ⁻²	-9,19529 · 10 ⁻³
A ₁₁	-1,70189 · 10 ⁻³	1,61849 · 10 ⁻³	-3,58983 · 10 ⁻³	-1,08904 · 10 ⁻²	-2,63404 · 10 ⁻⁴
A ₁₂	8,14257 · 10 ⁻⁴	-4,86478 · 10 ⁻⁴	9,70050 · 10 ⁻⁴	2,97564 · 10 ⁻³	-1,47552 · 10 ⁻³
A ₁₃	-1,31360 · 10 ⁻⁴	2,69654 · 10 ⁻⁵	4,83941 · 10 ⁻⁴	-1,79535 · 10 ⁻³	-2,15786 · 10 ⁻³
A ₁₄		2,14127 · 10 ⁻⁵	7,96659 · 10 ⁻⁵	-3,45728 · 10 ⁻⁴	-7,58020 · 10 ⁻⁴
A ₁₅		8,36269 · 10 ⁻⁶	3,34036 · 10 ⁻⁵	1,05301 · 10 ⁻⁴	-3,86549 · 10 ⁻⁴
A ₁₆				-5,22935 · 10 ⁻⁶	-1,34429 · 10 ⁻⁶

ГЛАВА 5

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ СТАТИСТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ ДЛЯ РАСЧЕТА НЕЙТРОННЫХ СЕЧЕНИЙ

В настоящей работе статистическая модель Хаузера—Фешбаха применялась для самосогласованного расчета нейтронных сечений делящихся ядер с учетом конкуренции процесса деления. Для расчета делительных ширин использовались сведения о переходных состояниях делящегося ядра с информацией о непрерывной плотности переходных состояний. Коэффициенты нейтронных проникаемостей, полученные методом связанных каналов с тщательной оптимизацией параметров потенциала, употреблялись в статистической модели для расчета нейтронных сечений делящихся ядер, причем метод связанных каналов и статистическая модель были объединены в одну математическую программу. Коллективные эффекты в плотности уровней учитывались в рамках метода описания усредненных характеристик возбужденных ядер, развитого Игнатьюком и др. [60, 61]. Метод позволяет учесть существование оболочечных неоднородностей в спектре одночастичных уровней, корреляционные эффекты сверхпроводящего типа и когерентные эффекты коллективной природы. Для делящихся ядер, кроме того, необходимо учитывать процесс $(n, \gamma f)$, когда энергетически возможно деление возбужденного составного ядра после испускания первичного γ -кванта. Учет этого процесса особенно важен для расчета сечения радиационного захвата, так как он приводит к более сильной спиновой и энергетической зависимости радиационных ширин.

5.1. СООТНОШЕНИЯ СТАТИСТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ, ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ДЛЯ ОЦЕНКИ НЕЙТРОННЫХ СЕЧЕНИЙ

Рассмотренная в предыдущей главе обобщенная оптическая модель позволяет при оценке получить сечения полного взаимодействия, потенциального упругого рассеяния, прямого неупругого рассеяния на низколежащих уровнях и поглощения нейтрона (образования компаунд-системы). Для дальнейшего описания возбужденного ядра, образовавшегося после поглощения нейтрона, уже на протяжении многих лет с успехом используется статистическая модель [122, 123] ядерных реакций. Однако применение этой модели для расчетов и оценки нейтронных сечений тяжелых делящихся ядер характеризуется рядом особенностей, связанных со свойствами этих ядер, таких, как сильная конкурен-

ция процесса деления, деформация ядер и др. Эти особенности были учтены нами при создании математических программ, реализующих различные модификации статистической модели, и использовании их при оценке нейтронных сечений реакций, проходящих через стадию составного ядра.

Соотношение Хаузера—Фешбаха. Простейшее предположение, приводящее к сечению реакции, протекающей через стадию составного ядра, состоит в том, что составное ядро представляет собой состояние ядерной системы, испускающей частицы с той же вероятностью, с какой она их поглощает. Это предположение позволяет представить сечение через проницаемости T соответствующих процессов и приводит к хорошо известной формуле Хаузера—Фешбаха для сечения реакции (α, β) , протекающей через стадию образования составного ядра [123]:

$$\sigma_{\alpha\beta} = \frac{\pi}{k^2} \frac{1}{2(2I+1)} \sum_J (2J+1) \frac{T_\alpha T_\beta}{\sum_{\alpha'} T_{\alpha'}}, \quad (5.1)$$

где k — волновое число нейтрона; I — момент ядра-мишени; J — момент составного ядра. Знаменатель в выражении представляет собой сумму проницаемостей распада составного ядра по всем конкурирующим реакциям. В случае $\alpha = \beta$ уравнение (5.1) определяет сечение упругого рассеяния через составное ядро, что дает важное применение формализма, поскольку экспериментально измеряется суммарное сечение упругого рассеяния, а оптическая модель позволяет рассчитывать только сечение потенциального упругого рассеяния.

Для ряда ядер выражение (5.1) дает сильно завышенные значения сечения неупругого рассеяния, особенно вблизи порога реакции (n, n') . Это объясняется тем, что на практике не всегда реализуется предположение о статистической независимости состояний компаунд-системы, что приводит к корреляции входного и выходного каналов реакции.

Формализм Хаузера—Фешбаха—Мольдауэра. Если сечение реакции представить в виде суммы сечений изолированных резонансов, описываемых формулой Брейта—Вигнера, и сравнить его с формулой (5.1), то получим, что оба варианта совпадают, если положить

$$T_\alpha = 2\pi \frac{\langle \Gamma_\alpha \rangle}{\langle D \rangle} \quad (5.2)$$

и

$$\left\langle \frac{\Gamma_\alpha \Gamma_\beta}{\Gamma} \right\rangle = \frac{\langle \Gamma_\alpha \rangle \langle \Gamma_\beta \rangle}{\langle \Gamma \rangle}, \quad (5.3)$$

где Γ_α и D — парциальные ширины и расстояние между уровнями. Замена (5.3) в выражении (5.1) неверна, так как парциальные ширины Γ_α флуктуируют относительно среднего значения $\langle \Gamma_\alpha \rangle$. Это было показано Лейном и Лином [124] на примере радиационного захвата и распространено Мольдауэром [125,

126] на случай неупругого рассеяния. Поэтому выражение (5.1) должно быть скорректировано введением коэффициента

$$S_{\alpha\beta} = \frac{\langle \Gamma_\alpha \Gamma_\beta / \Gamma \rangle}{\langle \Gamma_\alpha \rangle \langle \Gamma_\beta \rangle / \langle \Gamma \rangle}, \quad (5.4)$$

учитывающего эффект флуктуации парциальных ширин. Величина этого коэффициента может быть вычислена, если известен закон распределения парциальных ширин. В качестве такого закона принимается обычно χ^2 -распределение с ν степенями свободы, где $\nu = 1$ для нейтронных ширин, $\nu = \infty$ для радиационной ширины Γ_α , так как Γ_α является суммой большого числа различных γ -переходов. Число степеней свободы ν закона распределения делительных ширин обычно принимают равным 2—3. Выбор величины ν в наших расчетах по статистической модели будет рассмотрен ниже. При выводе выражения (5.1) предполагалось, что оптические коэффициенты проницаемости T_α определяются из соотношения (5.2). Однако из сравнения сечения поглощения, полученного усреднением одноуровневых выражений Брейта—Вигнера, с сечением образования составного ядра оптической модели вытекает необходимость замены в (5.1) проницаемостей оптической модели T_α величинами [126, 127]

$$\tau_\alpha = 2(1 - \sqrt{1 - Q_\alpha T_\alpha}). \quad (5.5)$$

Кроме того, с ростом энергии возбуждения резонансная структура сечений не может быть представлена суммой по изолированным резонансам. Учесть резонансную интерференцию можно [126, 127], вводя еще одну поправку в коэффициент проницаемостей:

$$T_\alpha^R = \frac{2}{Q_\alpha} (1 - \sqrt{1 - Q_\alpha T_\alpha}), \quad (5.6)$$

где Q_α — параметр, зависящий от статистических свойств резонансов и изменяющийся в интервале от 0 до 1.

Используя (5.4) и (5.6), можно записать выражение для среднего сечения реакции в формализме Хаузера—Фешбаха—Мольдауэра, учитывающем поправку на флуктуацию парциальных ширин и межрезонансную интерференцию:

$$\sigma_{\alpha\beta} = \frac{\pi}{k^2} \frac{1}{2(2I+1)} \sum_J (2J+1) \frac{T_\alpha^R T_\beta^R}{\sum_{\alpha'} T_{\alpha'}^R} S_{\alpha\beta}. \quad (5.7)$$

Формализм Тепеля и др. Как было показано Мольдауэром [127] и Энгельбрехтом и Вейденмюллером [128] формализм Хаузера—Фешбаха может быть получен в теории S -матрицы только для малых значений $\langle \Gamma \rangle / \langle D \rangle$, т. е. при слабом поглощении во всех каналах. Тепель и др. предложили [129] модификацию формализма для случая среднего и сильного поглощения, учитывающую эффект корреляции входного и выходного упругого

каналов и не требующую вычисления поправки на флуктуацию парциальных ширин:

$$\sigma_{\alpha\beta} \cong \frac{V_\alpha V_\beta}{\sum_{\alpha'} V_{\alpha'}} [1 + \delta_{\alpha\beta} (W_\alpha - 1)], \quad (5.8)$$

где

$$V_\alpha = T_\alpha \left[1 + \frac{T_\alpha}{\sum_{\alpha'} T_{\alpha'}} (W_\alpha - 1) \right]^{-1};$$

$$W_\alpha = 1 + \frac{2}{1 + T_\alpha^{1/2}}. \quad (5.9)$$

Результаты этой модификации имеют тенденцию сближаться с результатами расчетов по формуле (5.7) с $Q_\alpha=0$. Основная неопределенность формализма связана с выражением (5.9). Как показал Мольдауэр [130], значение W_α в общем случае зависит не только от T_α , но и от проницаемостей всех конкурирующих каналов. Если, например, каналы с большими значениями проницаемостей конкурируют с каналом α , имеющим малое значение T_α , то величина W_α будет значительно отличаться от выражения (5.9). Поэтому авторы формализма, повысив точность статистических расчетов W_α , получили [131] параметризацию W_α включающую зависимость от всех коэффициентов проницаемостей:

$$W_\alpha = 1 + 2 \left[1 + T_\alpha \frac{0.3 + 1.5 \frac{T_\alpha}{\sum_{\alpha'} T_{\alpha'}}}{\sum_{\alpha'} T_{\alpha'}} \right]^{-1} + 2 \left[\frac{T_\alpha - \bar{T}}{\sum_{\alpha'} T_{\alpha'}} \right], \quad (5.10)$$

где \bar{T} означает среднее арифметическое всех T_α .

Главный недостаток формализма — некорректность описания сечений для малого числа каналов, особенно в случае наличия сильного конкурирующего канала (например, деления). Тем не менее этот формализм обладает несомненным достоинством: он не требует вычисления поправки на флуктуацию ширин, что значительно сокращает затраты машинного времени, и с успехом применяется для расчета и оценки нейтронных сечений как ядер средней атомной массы [132], так и тяжелых делящихся ядер [133].

Для расчета и оценки нейтронных сечений делящихся ядер нами были разработаны алгоритмы и созданы программы, реализующие рассмотренные выше модификации статистической модели. Была исследована область применимости каждого подхода для тяжелых ядер из семейства актинидов. Сравнительный анализ экспериментальных данных и результатов расчетов с использованием различных вариантов статистической модели позволил сделать следующие выводы.

1. В области дискретных уровней ядра-мишени (энергия на-

летающих нейтронов до $\sim 1-1,2$ МэВ) наиболее корректно [133, 134] применение формализма Хаузера—Фешбаха—Мольдауэра. Причем модификация коэффициентов проницаемости приводит к меньшему эффекту, чем учет поправки на флуктуацию ширин.

2. Приближение Тепеля и др. не следует использовать для расчета сечений делящихся ядер в области энергий до ~ 1 МэВ (хотя для разных ядер эта энергия может несколько различать-

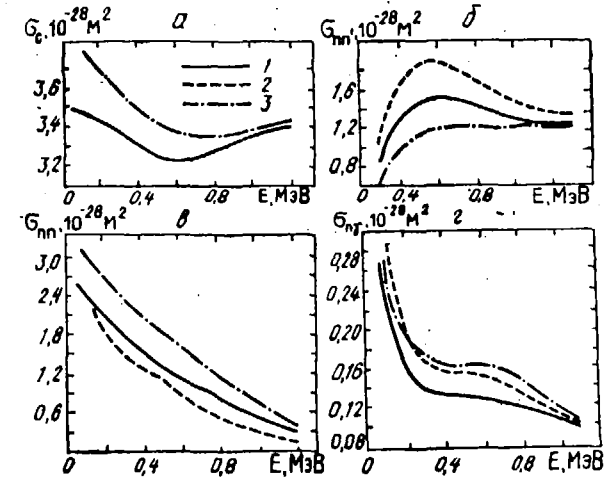


Рис. 5.1. Сечения взаимодействия нейтронов с ядром ^{242}Pu , рассчитанные по различным модификациям статистической модели: 1 — формализм Тепеля и др.; 2 — формализм Хаузера—Фешбаха; 3 — формализм Хаузера—Фешбаха—Мольдауэра.

ся), что обусловлено как довольно малым числом каналов распада, так и наличием сильного конкурирующего канала деления. Однако, как видно из рис. 5.1 [73], уже при энергии $\sim 1,1$ МэВ сечения, рассчитанные по обоим методам (Тепеля и др. и Хаузера—Фешбаха—Мольдауэра), согласуются между собой по $\sigma_{n\gamma}$ и $\sigma_{n\nu}$ в пределах $\sim 10\%$, $\sigma_{n\gamma} \sim 2\%$. Для ядра ^{239}Pu , обладающего большей плотностью уровней, результаты расчетов совпадают уже при энергии $\sim 0,6$ МэВ [133]. Следует отметить, что при использовании формализма Тепеля и др. в области низких энергий сумма сечений реакций, протекающих через составное ядро, оказывается отличной от сечения образования составного ядра, рассчитываемого по оптической модели. Это различие, вызванное модификацией нейтронных проницаемостей для входного канала, с ростом энергии, однако, уменьшается и, как видно из рис. 5.1, при $E > 1,1$ МэВ практически исчезает.

3. Формализм Тепеля и др., учитывающий корреляцию входного и выходного упругого каналов, более корректно описывает сечение упругого рассеяния через составное ядро, чем формализм Хаузера—Фешбаха, а следовательно, и сечение неупругого рассеяния в области энергий выше $\sim 1,1$ МэВ.

4. В области энергий выше ~ 2 МэВ использование обих формализмов (Тепеля и др. и Хаузера — Фешбаха) приводит к одинаковым результатам.

Величины сечений, рассчитанных по определенному формализму, определяются значениями проницаемостей (или ширин), стоящих в числителе и знаменателе формул (5.1), (5.7), (5.8). При оценке сечений делящихся ядер это нейтронные проницаемости, проницаемости радиационного захвата и деления. Способ и точность вычисления этих проницаемостей определяют точность оцененных величин сечений и согласие их с экспериментальными данными, если таковые имеются. Поэтому необходимо применение наиболее корректных методов вычисления проницаемостей соответствующих процессов, которые, хотя и приводят зачастую к усложнению расчетов, являются необходимыми для получения требуемой точности оцененных данных.

5.2. РАСЧЕТ И ОЦЕНКА СЕЧЕНИЯ УПРУГОГО И НЕУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ НЕЙТРОНОВ

Тяжелые ядра имеют высокую плотность уровней, что затрудняет разделение упруго и неупруго рассеянных нейтронов и препятствует получению надежных экспериментальных данных для отдельных уровней. Поэтому, как правило, оценку сечений упругого и неупругого рассеяния нейтронов приходится проводить на основе результатов теоретических расчетов.

Выражение для сечения возбуждения дискретного уровня с энергией E_q может быть записано в соответствии с (5.7), при обобщении этого соотношения на случай конкуренции процессов деления и радиационного захвата [135]:

$$\sigma_{nn'}(E, E_q) = \frac{\pi}{k^2} \frac{1}{2(2I+1)} \sum (2J+1) \sum_{ij} T_{ij}^j(E) \times \\ \times \frac{\sum_{i'j'} T_{i'j'}^i(E - E_q) S_{\alpha\beta}^j}{T_{\gamma j\pi} + T_{j\pi} + \sum_{i''j''q''} T_{i''j''}^i(E - E_q)}, \quad (5.11)$$

где l, j, l', j' — орбитальные и полные моменты налетающего и вылетающего нейтронов; $T_{ij}^j, T_{i'j'}^j$ — нейтронные проницаемости для основного и возбужденного q' состояний. В знаменателе приведены проницаемости деления $T_{j\pi}$ радиационного захвата $T_{\gamma j\pi}$ и сумма проницаемостей для всех конкурирующих дискретных состояний $E_{q''}$ ядра-мишени. Поправка на флуктуацию парциальных ширин $S_{\alpha\beta}^j$ включает эффект флуктуации как нейтронных, так и делительных ширин. Если $E_q = 0$, получаем выражение для сечения упругого рассеяния через составное ядро.

При достаточно больших энергиях, когда неупругое рассеяние проходит с возбуждением как дискретного, так и непрерывного

спектра уровней, вследствие большого числа конкурирующих каналов можно пренебречь эффектом флуктуации ширин. Тогда выражение для полного сечения неупругого рассеяния $\sigma_{nn'}$ можно представить в виде суммы соответствующих членов [136]:

$$\sigma_{nn'}(E) = \sigma_{nn'}^{\text{дискр}}(E) + \sigma_{nn'}^{\text{непр}}(E), \quad (5.12)$$

где $\sigma_{nn'}^{\text{непр}}(E)$ — сечение возбуждения непрерывного спектра, выражение для которого получается заменой числителя в (5.11) на величину

$$T_{\text{непр}} = \sum_{l'l''} \int_{E_{\text{гр}}}^E T_{l'l''}^j(E'*) \rho(U', l') dE' \quad (5.13)$$

и добавлением $T_{\text{непр}}$ в знаменатель (5.11). Сечение $\sigma_{nn'}^{\text{дискр}}$ представляет собой сумму для всех дискретных уровней выражений (5.11), в которых $S_{\alpha\beta} = 1$ и в знаменатель добавлена величина $T_{\text{непр}}$. В выражении (5.13) $E_{\text{гр}}$ — энергия начала непрерывного спектра; $\rho(U', l')$ — непрерывная функция плотности уровней остаточного ядра со спином l' и энергией возбуждения U' .

Как видно из выражений (5.11) — (5.13), расчетное сечение неупругого рассеяния определяется величинами проницаемостей и значением плотности уровней. Вычисление проницаемостей деления и радиационного захвата будет рассмотрено ниже, здесь же остановимся на выборе модели плотности уровней и расчете нейтронных проницаемостей.

Нейтронные проницаемости. Как отмечено в гл. 4, обобщенная оптическая модель позволяет вычислить сечения прямого неупругого рассеяния на уровнях основной ротационной полосы, а также приводит к изменению нейтронных проницаемостей для различных парциальных волн. Корректность расчета нейтронных проницаемостей сказывается в первую очередь на величине сечения образования составного ядра и, следовательно, на надежности расчета и оценки сечения неупругого рассеяния как полного, так и на отдельных уровнях. Пример необходимости использования нейтронных проницаемостей из обобщенной оптической модели приведен на рис. 5.2. Видно, что использование проницаемостей из обобщенной оптической модели и учет прямого возбуждения нижних уровней позволяют получить лучшее согласие с экспериментальными данными не только для нижних уровней, но и для тех, сечения возбуждения которых полностью определяются распадом составного ядра. Следует отметить, что экспериментальные данные по полному сечению неупругого рассеяния явно занижены, поскольку не содержат вклада от первого возбужденного уровня с энергией 8 кэВ.

Упругое рассеяние через составное дает значительный вклад в сечение упругого рассеяния в области энергий до ~ 2 МэВ. Величина этого вклада также должна быть рассчитана с использованием коэффициентов проницаемостей из метода связанных каналов. На рис. 5.3 приведено сравнение с экспериментальными данными величины $\sigma_{nn'}$ ^{239}Pu , оцененной на основе расчетов

по обобщенной оптической и статистической моделям. Отметим, что экспериментальные данные включают в себя некоторую часть неупругого рассеяния. Учет этого факта улучшает согласие теории и эксперимента.

Приведенные примеры показывают, что для надежной оценки сечений упругого и неупругого рассеяния тяжелых ядер необходимо использовать нейтронные проникаемости, полученные методом связанных каналов.

Модели плотности уровней, использованные в расчетах. При расчете сечений по статистической модели в области энергий, больших энергий последнего дискретного уровня, необходимо использовать непрерывный спектр уровней. Для предсказания энергетической зависимости плотности уровней, оказывающей важное влияние на расчет нейтронных сечений, на протяжении многих лет использовалась модель ферми-газа [138], дающая простые аналитические выражения для плотности состояний

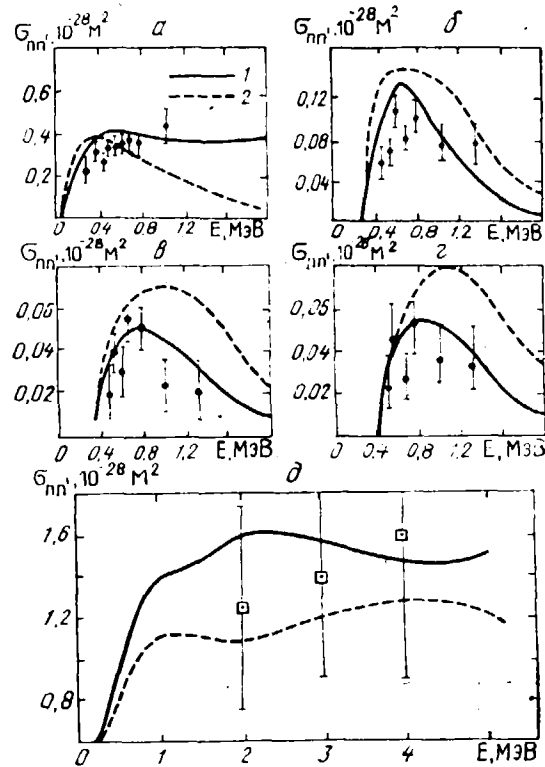


Рис. 5.2. Сравнение с экспериментальными данными сечений возбуждения уровней ядра ^{239}Pu , рассчитанных с использованием проникаемостей из метода связанных каналов (1) [113] и сферической оптической модели (2) [137]: а — сумма уровней 57 и 76 кэВ; б — уровень 285 кэВ; в — 330 кэВ; г — сумма уровней 387 и 392 кэВ; д — полное сечение неупругого рассеяния

$\omega(U)$ ядра с энергией возбуждения U и плотности уровней $\rho(U, J)$ ядра с моментом J :

$$\omega_{\text{ф.г.}}(U) = \frac{\sqrt{\pi}}{12a^{1/4}U^{5/4}} \exp(2\sqrt{aU}) \quad (5.14)$$

и

$$\rho_{\text{ф.г.}}(U, J) = \frac{2J+1}{2\sqrt{2\pi}\sigma^3} \omega(U) \exp\left[-\frac{(J+1/2)^2}{2\sigma^2}\right], \quad (5.15)$$

где $\sigma^2 = \frac{6}{\pi} \bar{m}^2 \gamma a U$ — параметр обрезания спина; $a = \frac{\pi^2}{6} q$ — основ-

ной параметр плотности уровней, пропорциональный плотности одночастичных состояний q вблизи поверхности Ферми и определяемый из наблюдаемой плотности нейтронных резонансов [139]; \bar{m}^2 — среднее значение квадрата проекций угловых моментов одночастичных состояний вблизи поверхности

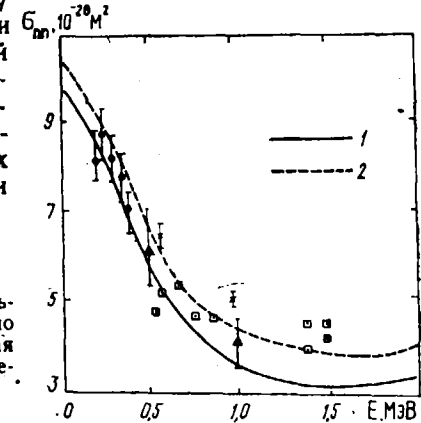


Рис. 5.3. Сравнение экспериментальных (точки) и оцененных данных по спин ^{239}Pu с учетом вклада (кривая 2) и без учета (1) неупругого рассеяния на первых четырех уровнях

Ферми, связанное с величиной момента инерции возбужденного ядра $F = \bar{m}^2 q$.

Величина параметра \bar{m}^2 выбирается либо на основании квазиклассической оценки [138] ($\bar{m}^2 = 0,22-0,25 A^{2/3}$), либо в виде, следующем из усреднения m^2 по заполненным состояниям модели оболочек, лежащим ниже уровня Ферми ($\bar{m}^2 \approx 0,15 A^{2/3}$) [139, 140]. Анализ экспериментальных данных по плотности нейтронных резонансов [139] на основе соотношений (5.14) и (5.15) выявил наличие зависимости плотности уровней от четности числа протонов Z и нейтронов N в ядре и существование оболочечных эффектов. Для учета первого эффекта в модели ферми-газа используется эффективная энергия возбуждения U^* , определяемая следующим образом:

$$U^* = U - \begin{cases} \delta_Z + \delta_N & \text{для четно-четных ядер,} \\ \delta_Z \text{ или } \delta_N & \text{для ядер с четным } Z \text{ или } N, \\ 0 & \text{для нечетно-нечетных ядер,} \end{cases} \quad (5.16)$$

где δ — поправка, аналогичная поправке на четно-нечетные эффекты в формуле масс [141].

Несоответствие модели ферми-газа как выводам микроскопической теории, так и некоторым экспериментальным данным

[142] привело к пересмотру применимости этой модели для анализа нейтронных сечений. Были развиты микроскопические подходы [143, 144], основанные на комбинаторных методах вычисления энергий высоковозбужденных многочастичных состояний ядер. Однако такие подходы слишком трудоемки, чтобы их можно было применить для оценки ядерных данных. Статистический же метод описания усредненных характеристик возбужденных ядер, развитый Игнатьюком [145, 146], достаточно прост и удобен для практических расчетов и в то же время включает в себя основные результаты микроскопической теории.

Феноменологическое описание параметра плотности уровней при различных энергиях возбуждения было получено [147] с использованием эффекта, упомянутого выше, а именно зависимости параметра a от оболочечных неоднородностей и убывания оболочечных эффектов в поведении $a(N, Z)$ с ростом энергии возбуждения. В этом случае энергетическая зависимость параметра плотности уровней может быть представлена в виде [146]

$$a(U, N, Z) = \bar{a}[1 + f(U)\delta W(Z, N)U], \quad (5.17)$$

где $\delta W(N, Z)$ — оболочечная поправка в формуле масс; $f(U) = 1 - \exp(-\gamma U)$; \bar{a} — асимптотическое значение $a(U)$ при высоких энергиях возбуждения.

На основе анализа экспериментальных значений a параметр \bar{a} был представлен в виде [147] $\bar{a} = \alpha A + \beta A^{2/3}$ и найдены значения коэффициентов α , β и γ . Необходимо отметить, что введение энергетической зависимости параметра a наиболее существенно сказывается для ядер вблизи заполненных оболочек. Для рассматриваемых же ядер из семейства актинидов величина оболочечной поправки мала и введение зависимости (5.17) слабо сказывается на величине плотности уровней.

Дальнейшее развитие теории плотности уровней связано с учетом вклада коллективных движений нуклонов в ядре. В соответствии с [148] выражение для $\omega(U)$ при учете коллективных движений можно записать в виде

$$\omega(U) = K_{rot}K_{vib}\omega_{ф.г}(U), \quad (5.18)$$

где $\omega_{ф.г}(U)$ определяется выражением (5.14); K_{rot} и K_{vib} — коэффициенты увеличения плотности уровней за счет вклада

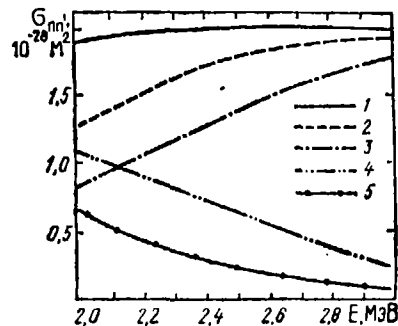


Рис. 5.4. Соотношение сечений неупругого рассеяния нейтронов на дискретном (—) и непрерывном (---) спектрах уровней ^{242}Pu для различных моделей плотности уровней: 1 — полное сечение неупругого рассеяния; 2, 5 — плотность уровней из модели ферми-газа с учетом коллективных эффектов; 3, 4 — плотность уровней из модели ферми-газа

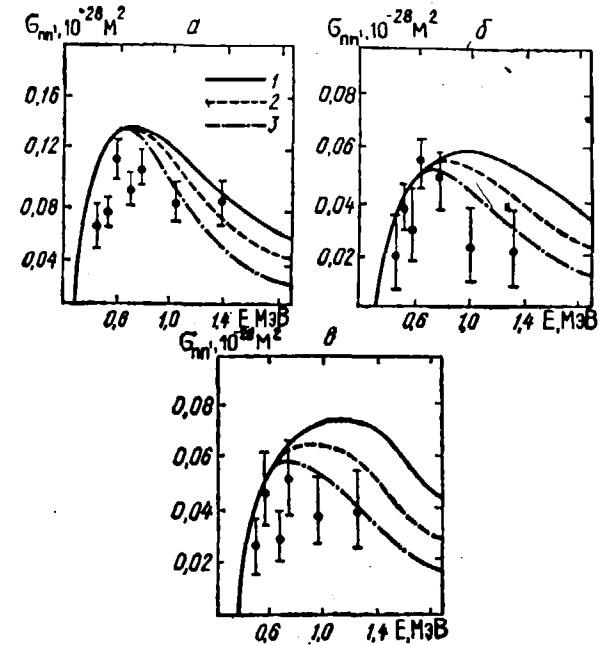


Рис. 5.5. Сечение возбуждения дискретных уровней ^{240}Pu для различных моделей плотности уровней: 1 — модель ферми-газа; 2 — модель сверхтекучего ядра; 3 — модель ферми-газа с учетом коллективных мод (a — уровень 285 кэВ; $б$ — 330 кэВ; $в$ — сумма уровней 387 и 392 кэВ)

вращательных и колебательных движений. В работах [148, 149] для K_{vib} , K_{rot} и σ^2 получены достаточно простые выражения, удобные в расчетах:

$$K_{rot} = F_{\perp}t, \quad K_{vib} = \exp(0,25 U^{2/3}), \quad \sigma^2 = F_{\perp}^{2/3} F_{\parallel}^{1/3} t, \quad (5.19)$$

где F_{\parallel} и F_{\perp} — моменты инерции ядра относительно оси симметрии ядра и оси, перпендикулярной ей; t — температура возбужденного ядра.

Еще одна модель плотности уровней, получившая в последнее время широкое развитие, была использована нами в расчетах. Речь идет о сверхтекучей модели ядра, позволяющей корректно учитывать остаточные взаимодействия корреляционного типа. В этой модели плотность уровней записывается в виде (5.15), отличие заключается в определении σ^2 и $\omega(U)$. Используемые в расчетах соотношения сверхтекучей модели плотности уровней взяты из работ [145, 146, 150], но не учитывалась энергетическая зависимость параметра a ввиду малости оболочечной поправки δW для рассматриваемых ядер.

Рассмотренные модели свидетельствуют о различной зависимости плотности уровней от энергии, что сказывается на величинах сечений, рассчитываемых по статистической модели. При

оценках нейтронных сечений изотопов плутония нами исследовались влияние различных моделей плотности уровней на величины рассчитываемых сечений, в частности $\sigma_{пл}$. Исследование показало, что применение разных моделей плотности уровней не сказывается на величине сечения полного неупругого рассеяния (рис. 5.4) [73], а приводит к изменению соотношения сечений рассеяния на дискретном и непрерывном спектрах и, следовательно, к изменению сечений возбуждения дискретных уровней.

Из этого следует, что выбор модели плотности уровней может существенно влиять не только на правильность предсказания сечений возбуждения уровней, но и на характеристики расчетного спектра рассеянных нейтронов.

На рис. 5.5 приведены результаты расчетов сечений возбуждения

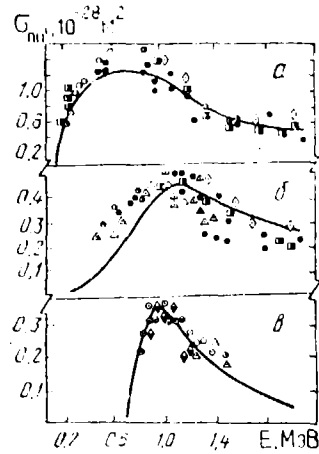


Рис. 5.6. Сечения возбуждения дискретных уровней ^{238}U : а — уровень 44 кэВ; б — уровень 148 кэВ; в — уровень 680 кэВ (плотность уровней на модели ферми-газа с учетом коллективных мод)

отдельных уровней ядра ^{239}Pu , выполненных для различных моделей плотности уровней. Из рисунка видно, что лучшее описание экспериментальных данных достигается с использованием модели ферми-газа с учетом коллективных мод. Сверхтекучая модель дает несколько худшее описание в более высокой энергетической области. Модель ферми-газа не позволяет удовлетворительно описать имеющуюся экспериментальную информацию. Использование ее с учетом коллективных эффектов и нейтронных проникаемостей из обобщенной оптической модели позволяет хорошо описать экспериментальные данные по сечениям возбуждения дискретных уровней и для других тяжелых делящихся ядер, например для ^{238}U (рис. 5.6). Это свидетельствует о необходимости применения при оценке сечений таких ядер обобщенных нейтронных проникаемостей и модели плотности уровней, учитывающей эффекты коллективной природы.

5.3 УЧЕТ КОНКУРЕНЦИИ ПРОЦЕССА ДЕЛЕНИЯ

Теория деления пока не достигла стадии развития, когда можно количественно достаточно точно предсказать сечение деления σ_f при отсутствии экспериментальных данных. Поэтому в настоящее время оценка σ_f основывается на величинах сечений, и можно говорить только о параметризации этих величин и определении из них делительных проникаемостей, необходимых для учета

конкуренции деления при расчете сечений других процессов по статистической модели.

Делительные проникаемости $T_{fj\pi}$, введенные в формулу (5.11), могут быть записаны в следующем виде:

$$T_{fj\pi}^{(E)} = \sum_k T_{fj\pi}(E) + \int_{E_{f\min}}^{\infty} P_f(E, E_{fj\pi}) \rho(E_{fj\pi}, J, \pi) dE_{fj\pi}, \quad (5.20)$$

где первое слагаемое определяет деление через дискретный спектр переходных состояний, а второе — через непрерывный спектр.

Для описания сечения деления в широкой энергетической области необходимо знание дискретного и непрерывного спектров переходных состояний делящегося ядра, а также проникаемостей барьеров деления P_f и закона распределения делительных ширин. Основная трудность описания σ_f связана с определением дискретного и непрерывного спектров переходных состояний, так как сечение деления в области неразрешенных резонансов позволяет определить дискретный спектр весьма приближенно, поскольку здесь наблюдается суммарный эффект. В рамках традиционных представлений об одностороннем барьере деления проникаемость P_f определяется формулой Хилла — Уиллера

$$P_f(E, E_{fj\pi}) = \left\{ 1 + \exp \left[\frac{-2\pi(E - E_{fj\pi})}{\hbar\omega_{j\pi}} \right] \right\}^{-1}, \quad (5.21)$$

где $E_{fj\pi}$ — энергии известных переходных состояний; $\hbar\omega_{j\pi}$ — параметр кривизны барьера деления.

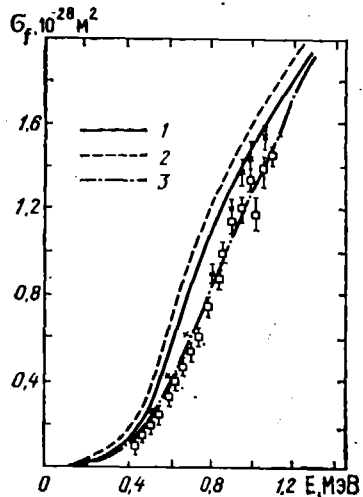
В последнее время много работ было посвящено изучению проникаемости двугорбого барьера деления [151], в которых предполагается, что сечение деления описывается проникаемостями через два барьера вместо одного. Для учета конкуренции процесса деления исследуемых ядер (при оценке других типов сечений) часто оказывается достаточным использование выражения (5.21), которое передает наиболее важные особенности энергетической зависимости проникаемости барьера деления. Однако для ядер с положительным порогом деления (^{240}Pu , ^{242}Pu) описание сечения деления в подпороговой области требует использования представлений о двугорбой структуре барьера деления. Для определения непрерывной плотности переходных состояний используют модель постоянной температуры [137, 140]

$$\rho_f(E, J, \pi) = C_f (2J + 1) \exp \left[\frac{-(J + 1/2)^2}{2\sigma^2} \right] \exp \left(\frac{E}{\theta_f} \right), \quad (5.22)$$

где C_f , σ и θ_f — параметры непрерывной плотности, или модель ферми-газа, основанием для чего является одинаковая природа возбужденных состояний при равновесной деформации и в седловой точке. Параметры соответствующих выражений определяются путем подгонки расчетного σ_f к экспериментальному. Следует отметить, что иногда удается описать единым набором пара-

метров сечение деления в области до порога реакции (n, n'), иногда — нет.

Сечения деления исследуемых ядер измерены относительно хорошо, и поэтому оценка этого сечения, как отмечено выше, основывается на экспериментальных данных, а верное представ-



ление делительных проницаемостей необходимо в первую очередь для корректного учета конкуренции процесса (n, f) при расчете и оценке других реакций. Поэтому с целью повышения точности расчета сечений $\sigma_{nn'}$ и σ_{ny} мы, как правило, представляем

Рис. 5.7. Сравнение с экспериментальными данными сечения деления ^{242}Pu , рассчитанного по различным модификациям статистической модели. Обозначения те же, что и на рис. 5.1

второе слагаемое в выражении (5.20) в виде

$$T_{fj\pi}^{\text{теор}} = T_f(E)(2J+1) \exp\left[-\frac{(J+1/2)^2}{2\sigma^2}\right], \quad (5.23)$$

где $T_f(E)$ находится в программе автоматически из подгонки рассчитываемого сечения деления к оцененному из эксперимента. Выбор же числа степеней свободы ν_j закона распределения делительных ширин, необходимого при вычислении поправки на флуктуацию парциальных ширин (5.4), определяется из выражения, не ограничивающего величину ν_j только целыми значениями:

$$\nu_{j\pi} = T_{fj\pi} / \max\{P_f(E, \hbar\omega)\},$$

где $\max\{P_f(E, \hbar\omega)\}$ — максимально возможная делительная проницаемость для канала с данными значениями момента J и четности π .

Расчеты сечений деления по статистической модели с использованием описанных в данном параграфе соотношений показали, что для σ_f , как и для других типов сечений, в области дискретных уровней ядра-мишени наилучшее согласие с экспериментальными данными достигается при использовании формализма Хаузера — Фешбаха — Мольдауэра (рис. 5.7). Однако уже на границе дискретного спектра результаты этих расчетов хорошо согласуются с результатами, полученными по формализму Тепеля и др., что позволяет использовать последний для расчетов сечений деления выше границы дискретного спектра уровней.

5.4. РАСЧЕТЫ И ОЦЕНКА СЕЧЕНИЯ РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА НЕЙТРОНОВ ДЕЛЯЩИМИСЯ ЯДРАМИ

Сечение σ_{ny} для делящихся ядер экспериментально наименее изучено. Поэтому оценка этого сечения, как правило, основывается на результатах теоретических расчетов, что предъявляет к ним высокие требования по надежности и точности.

Сечение радиационного захвата σ_{ny} рассчитывается в статистической модели с использованием в выходном канале соответствующей радиационной проницаемости $T_{\gamma j\pi}$. Эта проницаемость вычисляется по каскадной теории испускания γ -квантов в предположении электрического дипольного излучения

$$T_{\gamma j\pi}(E) = 2\pi \int_0^{E+B_n} dE_\gamma \sum_{J_k=|J-1|} \rho(E+B_n-E_\gamma, J_k, \pi_k) f(E, E_\gamma), \quad (5.24)$$

где B_n — энергия отрыва нейтрона; E_γ — энергия излучения единичного γ -кванта; $\rho(E+B_n-E_\gamma, J_k, \pi_k)$ — плотность уровней составного ядра с моментом J_k и четностью π_k ; $f(E, E_\gamma)$ — спектральный фактор, определяющий энергетическую зависимость радиационной проницаемости и включающий фактор мультипольности γ -перехода. Из выражений (5.24) и (5.11) видно, что величина рассчитываемого сечения радиационного захвата зависит не только от величин входных нейтронных проницаемостей и модели плотности уровней, но и от выбора вида спектрального фактора.

Выбор вида спектрального фактора $f(E, E_\gamma)$. Спектральный фактор $f(E, E_\gamma)$ может быть принят в виде, предложенном Вайскопфом:

$$f(E, E_\gamma) \cong C_\gamma E_\gamma^3, \quad (5.25)$$

где коэффициент C_γ получают подгонкой к средней радиационной ширине $\langle \Gamma_\gamma \rangle$, полученной из данных в области разрешенных резонансов. Более последовательным, однако, является подход, связывающий проницаемость захвата с сечением обратной (фотоядерной) реакции и основанный на коллективной модели гигантского резонанса. В этом случае спектральный фактор имеет вид [152]

$$f(E, E_\gamma) = \frac{8}{3} \frac{NZ}{A} \frac{e^2}{\hbar c} \frac{1.4}{mc^2} \frac{\Gamma_G E_\gamma^4}{(E_\gamma^2 - E_G^2) + (\Gamma_G E_\gamma)^2}, \quad (5.26)$$

где c — скорость света; e — заряд электрона; Γ_G и E_G — параметры гигантского резонанса.

Для тяжелых деформированных ядер лучшее согласие с экспериментальными данными по сечениям фотоядерных реакций достигается при использовании зависимости в виде двух линий Лоренца

$$f(E, E_\gamma) = \frac{8}{3} \frac{NZ}{A} \frac{e^2}{\hbar c} \frac{1.4}{mc^2} \sum_{i=1}^2 \frac{1}{3} \frac{\Gamma_{iG} E_\gamma^4}{(E_\gamma^2 - E_{iG}^2) + (\Gamma_{iG} E_\gamma)^2} \quad (5.27)$$

с параметрами, полученными из систематики для тяжелых ядер [140]:

$$E_{1G} = 11 \text{ МэВ}, \Gamma_{1G} = 2,9 \text{ МэВ}, E_{2G} = 14 \text{ МэВ}, \Gamma_{2G} = 4,5 \text{ МэВ}. \quad (5.28)$$

При анализе влияния вида спектрального фактора на расчет $\sigma_{n\gamma}$ мы использовали для $f(E, E_\gamma)$ выражения (5.25) и (5.27) с параметрами (5.28) с последующей нормировкой расчетных радиационных ширин к оцененному значению $\langle \Gamma_\gamma \rangle$.

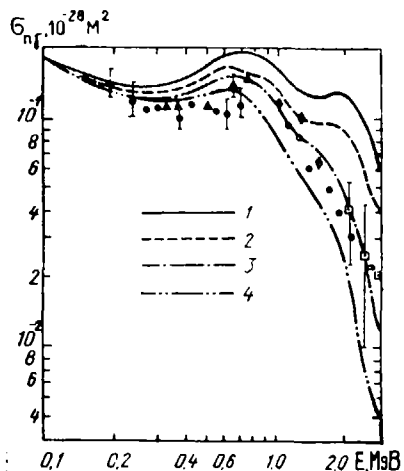


Рис. 5.8. Сравнение экспериментальных данных по $\sigma_{n\gamma}$ ^{238}U с теоретическими, полученными с использованием различных моделей плотности уровней: 1 — модель ферми-газа; 2, 4 — модель сверхтекучего ядра с учетом коллективных эффектов; 3 — модель ферми-газа с учетом коллективных эффектов (1—3 — спектральный фактор в форме Лоренца; 2 — спектральный фактор в форме Вайскопфа)

Выбор модели плотности уровней. Из формулы (5.24) видно, что выбор модели плотности уровней, как и вида спектрального фактора, оказывает основное влияние на величину рассчитываемых радиационных проникаемостей и, следовательно, сечений радиационного захвата. Вопрос о выборе модели плотности уровней для корректного расчета $\sigma_{n\gamma}$ изучался на ядре ^{238}U , для которого $\sigma_{n\gamma}$ хорошо исследовано экспериментально в широкой энергетической области. При этом использованы соотношения моделей плотности уровней, описанные в параграфе 5.3. Наши расчеты показали [135, 153], что использование традиционной модели ферми-газа для плотности уровней приводит к значительному расхождению рассчитываемых $\sigma_{n\gamma}$ с экспериментальными данными для обоих видов спектрального фактора (5.25) и (5.27). Это лишний раз свидетельствует о необходимости применения модели, учитывающей коллективные эффекты в плотности уровней. Наилучшее согласие с экспериментальными данными по $\sigma_{n\gamma}$ ^{238}U во всей области энергий было достигнуто при использовании плотности уровней из модели ферми-газа с учетом коллективных мод и спектрального фактора в виде двух линий Лоренца (рис. 5.8). Аналогичные результаты получены нами [153] для ядер ^{239}Pu (рис. 5.9) и ^{240}Pu . Следует отметить, что применение сверхтекучей модели плотности уровней и спектрального фактора Вайскопфа (5.25) дает примерно такое же описание эксперимен-

тальных данных по $\sigma_{n\gamma}$. Однако использование спектрального фактора в виде (5.27) представляется физически более обоснованным, что следует из экспериментов по фотопоглощению, а также результатов описания радиационных силовых функций [154] и экспериментально измеренных ширин процесса $(n, \gamma f)$, который будет рассмотрен ниже.

Необходимо отметить, что, кроме выбора модели плотности уровней и спектрального фактора, существенное влияние на расчет $\sigma_{n\gamma}$ оказывают неопределенности величин $\langle D \rangle_{\text{набл}}$ и $\langle \Gamma_\gamma \rangle_{\text{набл}}$, используемых для получения основного параметра плотности уровней и нормировки спектрального фактора. По данным различных авторов для ^{238}U , например, расхождение в $\langle \Gamma_\gamma \rangle_{\text{набл}}$ достигает 7% [154, 155], а в $\langle D \rangle_{\text{набл}}$ — 30% [108, 154]. Как видно из расчетов

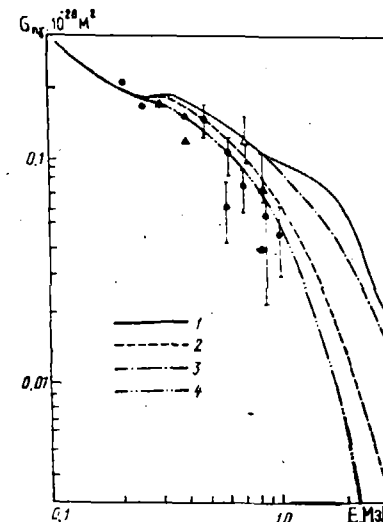


Рис. 5.9. Сравнение экспериментальных и теоретических данных по $\sigma_{n\gamma}$ ^{239}Pu для различных моделей плотности уровней. Обозначения те же, что и на рис. 5.8

(рис. 5.10), различие в сечении $\sigma_{n\gamma}$ для $\langle D \rangle_{\text{набл}}$ составляет также $\sim 15\text{--}30\%$, но и это не позволяет объяснить значительное расхождение экспериментальных данных и расчетных значений, полученных с обычной моделью ферми-газа для плотности уровней.

Учет процессов $(n, \gamma f)$ и $(n, \gamma n')$ при оценке сечений делящихся ядер. Описанное выше соотношение для проникаемостей радиационного захвата справедливо для случая, когда после испускания первого γ -кванта единственным способом снятия возбуждения составного ядра является дальнейшая γ -разрядка. В действительности же такое предположение справедливо лишь в тех случаях, когда после испускания γ -кванта энергия возбуждения ядра стала меньше энергии отрыва нейтрона B_n и порога деления B_f . Для делящихся ядер такое возможно только в случае положительного порога деления, да и то при достаточно малых энергиях налетающих нейтронов ($E < 1 \text{ МэВ}$). Во всех остальных случаях необходимо учитывать конкуренцию процессов $(n, \gamma f)$ и $(n, \gamma n')$ с радиационным захватом. Для учета такой конкуренции спектральный фактор должен быть умножен на величину

$$\frac{T_\gamma(E^*)}{T_\gamma(E^*) + T_f(E^*) + T_n(E^*)}, \text{ где } T_\gamma, T_f \text{ и } T_n \text{ — радиационная,}$$

делительная и нейтронная проникаемости для составного ядра в состоянии E^* после испускания γ -кванта.

Влияние учета процессов $(n, \gamma f)$ и $(n, \gamma n')$ на рассчитываемые величины ширин и сечений радиационного захвата и деления исследовалось нами [156, 157] на ядрах ^{239}Pu и ^{241}Pu , для которых имеется экспериментальная информация по $(n, \gamma f)$ -ширинам. Большое влияние учета этих процессов на величины Γ_γ и

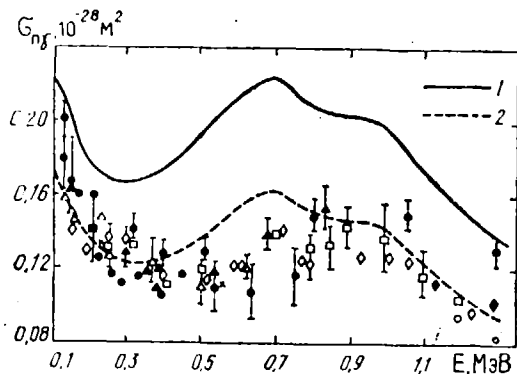


Рис. 5.10. Зависимость расчетных значений сечения радиационного захвата ^{238}U от величины $\langle D \rangle$ табл.: 1 — $\langle D \rangle_{\text{табл}} = 17,7$ эВ; 2 — $24,8$ эВ (плотность уровней из модели ферми-газа с учетом коллективных эффектов, спектральный фактор в форме Лоренца, $\langle \Gamma_\gamma \rangle_{\text{табл}} = 23,5$ МэВ)

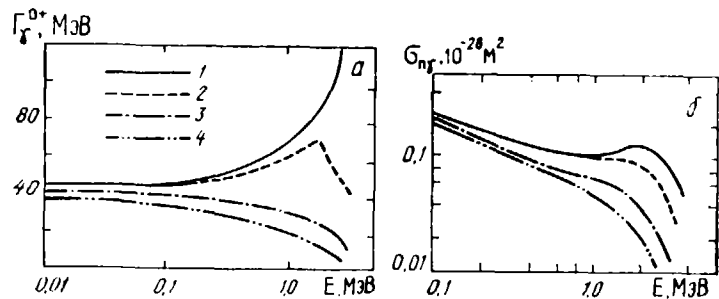


Рис. 5.11. Влияние учета конкуренции процессов $(n, \gamma f)$ и $(n, \gamma n')$ на расчетные значения Γ_γ (а) и $\sigma_{n\gamma}$ (б) ядра ^{239}Pu : 1 — без учета $(n, \gamma f)$ и $(n, \gamma n')$ -процессов; 2 — учет только $(n, \gamma n')$ -процесса; 3 — учет $(n, \gamma f)$ и $(n, \gamma n')$ -процессов; 4 — то же, что и 3, спектральный фактор в форме Вайскопфа

$\sigma_{n\gamma}$ показано на рис. 5.11 и 5.12. Из рисунков видно, что результаты расчетов различаются приблизительно в 2 раза при энергии 1 МэВ и почти в 10 раз при $E \approx 3$ МэВ, когда значительным становится вклад процесса $(n, \gamma n')$.

Особенно важным при расчете сечений является учет процесса $(n, \gamma f)$, поскольку для ядер с отрицательным порогом деления (^{235}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu) деление после испускания γ -кванта возможно даже для тепловых энергий налетающих нейтронов. Поскольку

Таблица 5.1. Радиационные ширины ^{241}Pu , рассчитанные с учетом и без учета процесса $(n, \gamma f)$ для энергии налетающих нейтронов 1 кэВ

Спин и четность состояния составного ядра	Γ_γ , мэВ		Спин и четность состояния составного ядра	Γ_γ , мэВ	
	с учетом процесса $(n, \gamma f)$	без учета процесса $(n, \gamma f)$		с учетом процесса $(n, \gamma f)$	без учета процесса $(n, \gamma f)$
0+	40,61	44,51	2-	40,49	43,53
0-	48,40	44,51	3+	43,44	42,59
1+	44,76	44,18	3-	35,02	42,59
1-	37,30	44,18	4+	40,57	41,38
2+	42,43	43,53	4-	37,87	41,38

делительные ширины являются функциями спина и четности канала, то учет конкуренции процесса $(n, \gamma f)$ приводит к появлению зависимости радиационной ширины от четности и более сильной спиновой зависимости (табл. 5.1).

При низких энергиях нейтронов, когда сечение захвата составляет значительную часть сечения неупругих взаимодействий, сечение процесса $(n, \gamma f)$ может давать существенный вклад в величину рассчитываемого сечения деления $\sigma_{nF} = \sigma_{n\gamma} + \sigma_{n\gamma f}$. Так, расчеты для ^{239}Pu показывают, что в области энергий 1—10 кэВ вклад $\sigma_{n\gamma f}$ в σ_{nF} составляет $\sim 10\%$.

Важным фактором при расчете сечений по статистической модели является не только учет конкуренции процессов $(n, \gamma f)$ и $(n, \gamma n')$, но и корректность способа этого учета. В работе [157], посвященной этому вопросу, конкуренция процессов $(n, \gamma f)$ и $(n, \gamma n')$ учитывалась только после испускания первого γ -кванта и, кроме того, предполагалось, что, если после испускания первого γ -кванта энергия возбуждения ядра больше энергии отрыва нейтрона B_n , дальнейшая разрядка идет путем деления или испускания нейтрона. Однако дальнейшие исследования показали [158], что такой подход недостаточно корректен, поскольку имеется определенная вероятность деления или неупругого рассеяния и после испускания нескольких последовательных γ -кван-

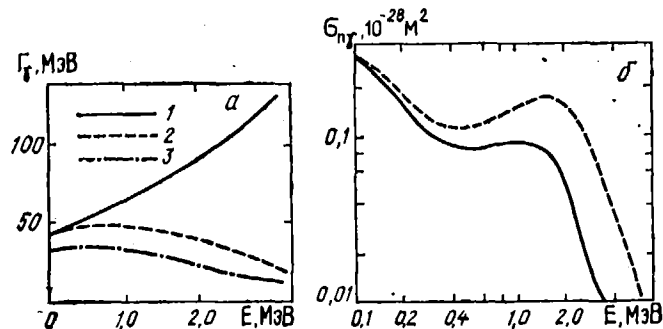


Рис. 5.12. Влияние учета конкуренции процессов $(n, \gamma f)$ и $(n, \gamma n')$ для ^{241}Pu : а — энергетическая зависимость радиационной ширины Γ_γ (1 — Γ_γ в каналах 3^\pm без учета процессов $(n, \gamma f)$ и $(n, \gamma n')$; 2 и 3 — учет процессов $(n, \gamma f)$ и $(n, \gamma n')$ в каналах 3^+ и 3^-); б — значения $\sigma_{n\gamma}$ в области энергий 0,1—5 МэВ с учетом (1) и без учета (2) конкуренции процессов $(n, \gamma f)$ и $(n, \gamma n')$

тов и, кроме того, нельзя пренебречь вероятностью дальнейшей γ -разрядки, если энергия возбуждения ядра после испускания первого γ -кванта больше B_n . Поэтому учет конкуренции деления и неупругого рассеяния γ -разрядкой был строго рассмотрен еще для одного каскада [158]. Как показали расчеты, этого достаточно, чтобы с хорошей точностью рассчитать ширины радиационного захвата и процессов $(n, \gamma f)$ и $(n, \gamma n')$. Основная часть γ -квантов второго каскада испускается при энергии возбуждения $B_n +$

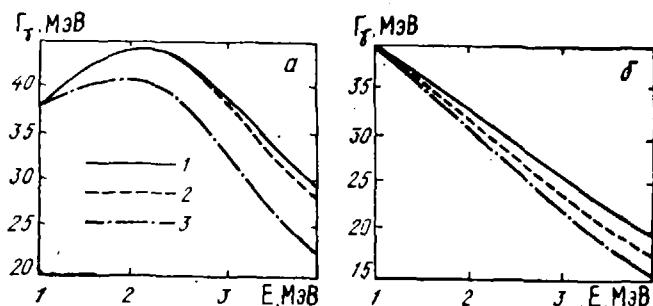


Рис. 5.13. Влияние различных способов учета конкуренции деления и неупругого рассеяния при расчете ширины радиационного захвата: а — $\Gamma_{\gamma}^{3/2-}$ для ядра-мишени ^{238}U ; б — Γ_{γ}^{0+} ядра-мишени ^{239}Pu (1 — учет конкуренции только после первого каскада γ -разрядки; 2 — учет $(n, 2\gamma f)$ и $(n, 2\gamma n')$; 3 — учет процессов $(n, \gamma f)$ и $(n, \gamma n')$ согласно [157])

+ 0,5 МэВ, так как при более высоких энергиях возбуждения существенно преобладают процессы деления и неупругого рассеяния. Если учесть теперь, что средняя энергия γ -квантов $E_{\gamma} \gg 1$ МэВ, то ясно, что после двух последовательных каскадов разрядки энергии возбуждения ядра становится меньше порога деления даже для сильно делящихся ядер и другие процессы, кроме γ -разрядки, невозможны. Сравнение ширины радиационного захвата ядер ^{238}U и ^{239}Pu , полученных с учетом конкуренции деления и неупругого рассеяния после одного и двух каскадов γ -разрядки (рис. 5.13), показывает, что для малых энергий налетающих нейтронов ширины практически совпадают. При более высоких энергиях для ^{238}U , имеющего положительный порог деления, учет конкуренции после двух γ -квантов приводит к незначительному уменьшению ширины радиационного захвата, в то время как для ^{239}Pu величина Γ_{γ} уменьшается с ростом энергии довольно существенно. Из того же рисунка при сравнении с результатами работы [157] видно, что важен правильный учет конкуренции деления и неупругого рассеяния при энергиях возбуждения ядра, больших B_n .

Поскольку величины рассчитываемых ширины процесса $(n, \gamma f)$ зависят от выбранной модели плотности уровней и вида спектрального фактора (см. рис. 5.11), несомненный интерес представляет сравнение расчетных [153] и экспериментальных [159, 166] значений $\Gamma_{\gamma f}$ (табл. 5.2). Как видно, лучшее согласие с экспериментальными данными по $(n, \gamma f)$ -ширинам достигается для

Таблица 5.2. Значения ширины процесса $(n, \gamma f)$ для ^{239}Pu при различных моделях плотности уровней и спектрального фактора

Модель	$\langle \Gamma_{\gamma f}^{1+} \rangle$, мэВ	$\langle \Gamma_{\gamma f}^{0+} \rangle - \langle \Gamma_{\gamma f}^{1+} \rangle$, мэВ
Ферми-газ (спектральный фактор в виде двух линий Лоренца)	5,46	5,94
То же (Вайскопф)	11,55	10,59
Ферми-газ с учетом коллективных мод (Лоренц)	3,11	3,62
То же (Вайскопф)	7,28	7,25
Сверхтекучая модель (Лоренц)	6,23	6,40
То же (Вайскопф)	13,37	11,42
Эксперимент:		
[159]	—	< 4
[159]	$4,1 \pm 0,9$	—
[160]	$6,1 \pm 2,9$	—

спектрального фактора Лоренца и плотностей уровней из сверхтекучей модели и модели ферми-газа с учетом коллективных мод. Сверхтекучая модель с фактором Вайскопфа, позволяющая описать энергетическую зависимость сечения $\sigma_{n\gamma}$, не дает, однако, удовлетворительного описания экспериментальных $(n, \gamma f)$ -ширин.

На основании изложенного выше мы в своих расчетах нейтронных сечений по статистической модели при оценке ядерных данных делящихся ядер использовали плотность уровней из модели ферми-газа с учетом коллективных эффектов и спектральный фактор Лоренца.

Учет различия нейтронных проницаемостей для основного и возбужденных состояний ядер. Как отмечалось выше, успех применения статистической модели для расчета сечений $\sigma_{nn'}$ и $\sigma_{n\gamma}$ зависит от правильности расчета нейтронных проницаемостей. Это особенно важно для входных каналов, поскольку они определяют сечение образования составного ядра и, следовательно, сумму парциальных сечений, рассчитываемых по статистической модели. Из параграфа 5.2 следует, что использование входных нейтронных проницаемостей из метода связанных каналов дает лучшее описание экспериментальных данных по $\sigma_{nn'}$. Аналогичный результат получен нами [134, 135] и при расчете сечений радиационного захвата.

Коэффициенты нейтронных проницаемостей, используемые при расчете процессов распада составного ядра, строго говоря, должны быть величинами проницаемостей для возбужденных состояний ядер, как требует принцип детального равновесия. Однако на практике эти проницаемости отождествляют, как правило, с нейтронными проницаемостями для основных состояний ядер, получаемых из сферической оптической модели, в которой зависимость T_n от энергии возбуждения ядра игнорируется. На некорректность такого подхода было указано в работе [161].

В гл. 4 отмечено, что коэффициенты нейтронных проницаемостей для возбужденных состояний ядер могут быть получены в обобщенной оптической модели. Кроме того, следует отметить,

что различия нейтронных проницаемостей, получаемых из сферической оптической модели и метода связанных каналов, становятся особенно значительными с ростом величины орбитального момента l , когда сами величины T_n уменьшаются. Этот факт наиболее существенно сказывается на расчете сечения радиационного захвата, так как это сечение определяется в основном вкладами каналов с малыми нейтронными проницаемостями, слабо конкурирующих с процессом (n, γ) .

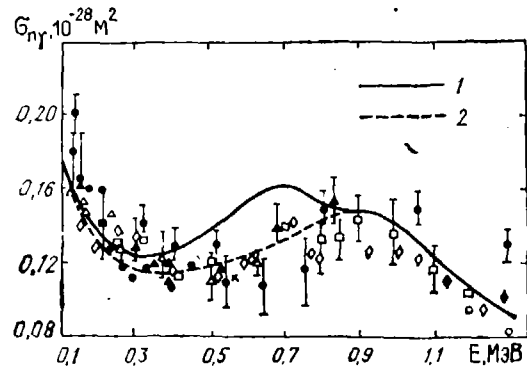


Рис. 5.14. Влияние отличия нейтронных проницаемостей для основного и возбужденных состояний на расчетные значения $\sigma_{n\gamma}$ ядра ^{238}U : 1 — проницаемости из метода связанных каналов только для основного состояния; 2 — проницаемости из метода связанных каналов для основного и первых двух возбужденных состояний

Мы исследовали этот эффект для первых двух возбужденных состояний ротационной полосы ядра ^{238}U , поскольку влияние именно этих состояний является определяющим при учете конкуренции неупругого рассеяния радиационному захвату. В табл. 5.3 приведены значения нейтронных силовых функций S_0 и S_1 , рассчитанных методом связанных каналов с параметрами оптического потенциала (4.4) для основного и возбужденных состояний 2^+ и 4^+ ^{238}U . Из таблицы видно, что значения силовых функций и, следовательно, проницаемостей для различных состояний значительно отличаются, особенно при малых энергиях налетающих нейтронов, а с ростом энергии отличие уменьшается. Эти различия в проницаемостях особенно существенно сказываются в реакции радиационного захвата. Проведенные расчеты $\sigma_{n\gamma}$ для ^{238}U показывают (рис. 5.14), что использование проницаемостей для возбужденных состояний 2^+ и 4^+ из обобщенной оптической модели позволяет гораздо лучше описать экспериментальные данные в области энергий налетающих нейтронов до 1 МэВ. Из этого можно сделать вывод, что при оценке нейтронных сечений с использованием статистической модели следует использовать проницаемости для возбужденных состояний ядер, что хотя и приводит к усложнению расчетов, но необходимо для получения наиболее достоверных данных.

5.5. СИСТЕМАТИКА ПАРАМЕТРОВ ПЛОТНОСТИ УРОВНЕЙ ДЛЯ ИЗОТОПОВ УРАНА

Для расчета сечений взаимодействия нейтронов с ядром ^{235}U в области энергий до 20 МэВ требуется знание спектров уровней изотопов ^{233}U , ^{234}U , ^{235}U , ^{236}U . Дискретные уровни этих ядер по данным Nuclear Data Sheets (1977 г.) известны до энергий 1,5; 2,2; 1,8; 2,0 МэВ соответственно. Очевидно, что значительная часть уровней в экспериментальных данных пропущена и дискретный спектр надежно известен до существенно меньших энергий. Выше используется представление о непрерывности спектра. Для определения параметров плотности уровней наиболее прямой информацией являются плотность нейтронных резонансов $\rho_{\text{набл}} = 1/\langle D \rangle_{\text{набл}}$, соответствующая s -состояниям, и дискретный спектр при низких энергиях возбуждения.

Для плотности уровней непрерывного спектра вблизи и выше энергии связи нейтрона использовалось следующее выражение, учитывающее вклад коллективных степеней свободы [162]:

$$\rho(U, J) = \frac{K_{\text{кол}}(U) \omega(U)}{2 \sqrt{2\pi} \sigma_{\parallel}} \sum_{K=-J}^J \exp \left[-\frac{J(J+1)}{2\sigma_{\perp}^2} - K^2 \left(\frac{1}{2\sigma_{\parallel}^2} - \frac{1}{2\sigma_{\perp}^2} \right) \right], \quad (5.29)$$

которое при характерных для актиноидов величинах деформаций ϵ и интересующих нас спинах J можно упростить:

$$\rho(U, J) = \frac{(2J+1) K_{\text{кол}}(U) \omega(U)}{2 \sqrt{2\pi} \sigma_{\parallel}} \exp \left[\frac{-J(J+1)}{2\sigma_{\perp}^2} \right].$$

Здесь $\omega(U) = \exp(S) / [(2\pi)^{3/2} \text{Det}^{1/2}]$ — полная плотность внутренних возбужденных состояний (S — энтропия); $\sigma_{\perp}^2 = F_{\perp} t$ и $\sigma_{\parallel}^2 = F_{\parallel} t$ — параметры спиновой зависимости, связанные с перпендикулярным F_{\perp} и параллельным F_{\parallel} моментами инерции ядра; K — проекция углового момента на ось симметрии; t — температура возбужденного ядра; $K_{\text{кол}}(U)$ — коэффициент, учитывающий

Таблица 5.3. Силовые функции s - и p -нейтронов для ^{238}U

Энергия нейтронов, МэВ	$S_0, 10^{-4} \text{эВ}^{-1/2}$			$S_1, 10^{-4} \text{эВ}^{-1/2}$		
	основное состояние	состояние 2^+	состояние 4^+	основное состояние	состояние 2^+	состояние 4^+
$0,5 \cdot 10^{-3}$	1,163	1,032	0,790	1,947	1,893	3,745
0,005	1,133	1,016	0,780	1,941	1,717	2,997
0,01	1,121	1,006	0,774	1,944	1,721	3,003
0,1	1,034	1,003	0,736	1,916	1,731	3,407
0,4	0,945	0,912	0,712	1,801	1,462	2,463
1,0	0,820	0,790	0,695	1,428	1,151	1,183

вклад колебательных степеней свободы. В адиабатическом приближении он может быть представлен в виде [60]

$$K_{\text{кол}} = \exp \left[1,7 \left(\frac{3m_0 A}{4\pi\sigma_{\text{км}}} - \frac{C_{\text{км}}}{C} \right)^{2/3} t^{4/3} \right],$$

где $\sigma_{\text{км}}$ — коэффициент поверхностного натяжения в модели жидкой капли ($4\pi t_0^2 \sigma_{\text{км}} = 18 \text{ МэВ}$); отношение $C_{\text{км}}/C$ характеризует отличие коэффициентов жесткости возбужденного ядра от соответствующих коэффициентов для жидкой капли (здесь оно было принято равным единице).

Термодинамические функции ядра определялись согласно модификации сверхтекучей модели, изложенной в [60, 61]. При температурах выше критической

$$t_{\text{кр}} = 0,567 \Delta_0,$$

где Δ_0 — корреляционная функция.

Взаимосвязь энергии возбуждения U , температуры t , энтропии S и других величин определяется следующими выражениями:

$$\begin{aligned} U &= at^2 + E_{\text{конд}}, \\ S &= 2at = 2\sqrt{a(U - E_{\text{конд}})}, \quad \text{Det} = \frac{18}{\pi^4} a^3 t^5, \\ F_{\parallel} &= \frac{6}{\pi^2} a \bar{m}^2 \left(1 - \frac{2}{3} E \right), \quad F_{\perp} = \frac{2}{5} m_0 t_0^2 A^{5/3} \left(1 + \frac{1}{3} E \right), \quad (5.30) \\ a &= \bar{a} \left\{ 1 + \left[1 - \exp \left[-\gamma(U - E_{\text{конд}}) \right] \right] \frac{\delta W_{\text{эксп}}}{U - E_{\text{конд}}} \right\}. \end{aligned}$$

Здесь E — параметр квадрупольной деформации ($E=0,24$); \bar{a} — асимптотическое значение параметра a при $U \rightarrow \infty$, определяемое здесь из $\langle D \rangle_{\text{набл}}$; \bar{m}^2 — среднее значение квадрата проекции одночастичного углового момента; $\delta W_{\text{эксп}}$ — оболочечная поправка к формуле масс ядер для равновесной деформации; γ — параметр энергетической зависимости. Энергия конденсации

$$E_{\text{конд}} = 3a_{\text{кр}} \Delta_0^2 / 2\pi^2,$$

где величина параметра a при $t_{\text{кр}}$ определяется из уравнения

$$a_{\text{кр}} = \bar{a} \left\{ 1 + \left[1 - \exp(-\gamma a_{\text{кр}} t_{\text{кр}}^2) \right] \frac{\delta W_{\text{эксп}}}{a_{\text{кр}} t_{\text{кр}}^2} \right\}.$$

Ниже точки фазового перехода выражения (5.30) заменяются на следующие:

$$\begin{aligned} U &= U_{\text{кр}} (1 - \varphi^2), \quad S = S_{\text{кр}} \frac{t_{\text{кр}}}{t} (1 - \varphi^2), \\ \text{Det} &= \text{Det}_{\text{кр}} (1 - \varphi^2) (1 + \varphi^2)^3, \quad a = a_{\text{кр}}, \quad (5.31) \\ F_{\parallel} &= F_{\parallel \text{кр}} \frac{t_{\text{кр}}}{t} (1 - \varphi^2), \quad F_{\perp} = \frac{F_{\perp \text{кр}}}{3} \left[1 + 2 \frac{t_{\text{кр}}}{t} (1 - \varphi^2) \right], \end{aligned}$$

где функция $\varphi = (1 - U/U_{\text{кр}})^{1/2}$ связана с температурой уравнением

$$\varphi = \text{th} \left(\frac{t_{\text{кр}}}{t} \varphi \right).$$

Критические значения величин в (5.31) определяются выражениями (5.30) при $t=t_{\text{кр}}$ и $a=a_{\text{кр}}$.

Приведенные выше выражения соответствуют четно-четному ядру. Для нечетного ядра отличие заключается во введении энергетического сдвига, равного Δ_0 .

Для расчета оболочечных поправок использовались параметры Майерса — Святецкого [163]. Значения корреляционных функций Δ_0 определялись зависимостью $12/\sqrt{A}$. Остальные параметры взяты из работы [60]. Основной параметр плотности уровней определялся из данных по $\langle D \rangle_{\text{набл}}$, которые были оценены в работах [164, 165]. Полученные параметры модели сверхтекучего ядра приведены в табл. 5.4.

Изложенная выше модель неприменима в области низких возбуждений [165, 166]. Здесь была использована модель постоянной температуры

$$\rho(E) = \frac{1}{T} \exp \left(\frac{E - E_0}{T} \right),$$

параметры T , E_0 которой и энергия E_c сшивки моделей определяются из условий описания нарастающей суммы уровней $N(E)$ дискретного спектра, равенства в точке сшивки плотностей уровней. Параметры были получены в работах [165, 166] и приведены в табл. 5.5. Качество описания нарастающей суммы уровней указанных ядер показано на рис. 5.15.

Таблица 5.4. Параметры сверхтекучей модели плотности уровней изотопов ^{233}U , ^{234}U , ^{235}U , ^{236}U

Составное ядро	$J\pi$	$B_{\text{п}}$, МэВ	$\langle D \rangle_{\text{набл}}$, эВ	Работа	$\delta W_{\text{эксп}}$, МэВ	\bar{a} , МэВ $^{-1}$	$a(B_{\text{п}})$, МэВ $^{-1}$
^{233}U	0+	5,744	4,1	[10]	-1,733	23,916	21,655
^{234}U	5/2+	6,841	0,61 ± 0,07	[11]	-1,704	21,986	19,933
^{235}U	0+	5,305	10,6 ± 0,5	[12]	-1,700	23,500	21,251
^{236}U	7/2-	6,546	0,438 ± 0,038	[13]	-1,624	24,863	22,614

Таблица 5.5. Параметры плотности уровней изотопов урана в области низких энергий возбуждения

Составное ядро	T , МэВ	E_0 , МэВ	E_c , МэВ	$\sigma_{\perp \text{эксп}}^2$	$E_{\text{гр}}$, МэВ
^{233}U	0,3791	-0,66807	3,0	11,80	0,914
^{234}U	0,3922	0,0186	4,0	11,35	4,497
^{235}U	0,4013	-0,9341	3,8	12,22	0,492
^{236}U	0,3831	0,0156	4,1	11,25	1,080

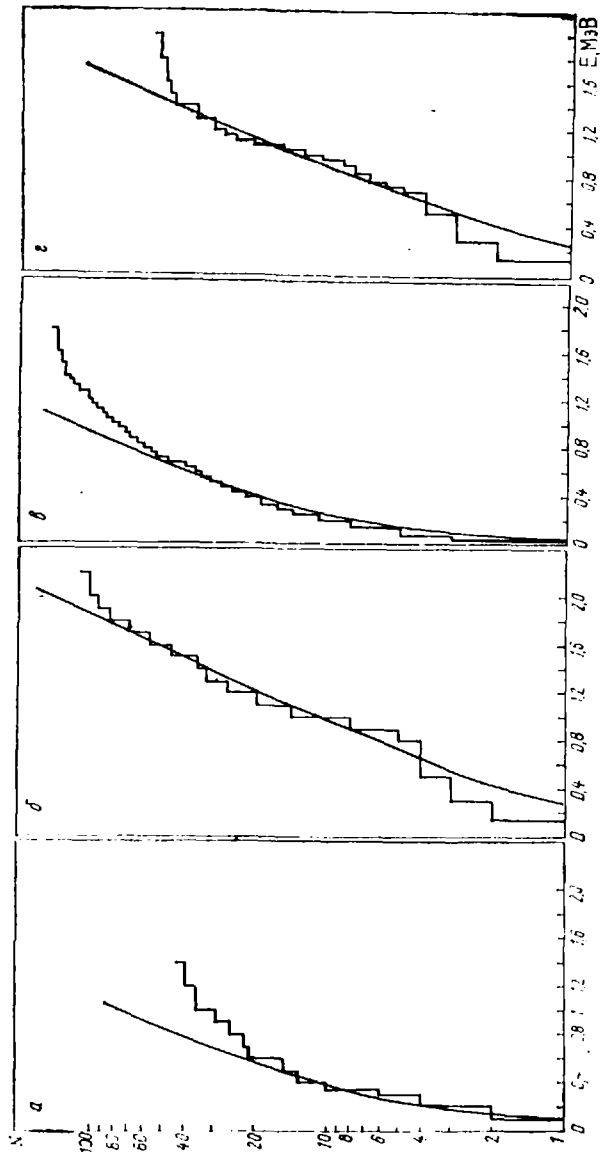


Рис. 5.15. Описание нарастающих сумм уровней моделью постоянной температуры: а — ^{235}U ; б — ^{236}U ; в — ^{235}U ; д — ^{236}U ; е — ^{236}U ; з — ^{236}U .

Таблица 5.6. Схема уровней ядра ^{235}U по данным NDS (1978 г.)

N	E, кэВ	Jπ	N	E, кэВ	Jπ
1	0	5/2+	19	546,6	(5/2+)
2	40,35	7/2+	20	565	(9/2-)
3	92,00	9/2+	21	575	—
4	155,10	11/2+	22	597,2	(7/2+)
5	197,00	—	23	646	—
6	228,00	13/2+	24	—	(5/2-)
7	298,85	(5/2-)	25	766	—
8	311,95	3/2+	26	790	(7/2-)
9	318,00	(15/2+)	27	819	7/2-
10	320,70	7/2-	28	838	(9/2-)
11	340,50	5/2+	29	865	—
12	353,70	9/2-	30	898	—
13	397,40	(11/2-)	31	914	(11/2-)
14	398,55	1/2+	32	923	—
15	415,78	3/2+	33	940	—
16	425,00	(17/2+)	34	952	—
17	503,50	7/2-	35	968	—
18	521,00	—	36	982	—

Таблица 5.7. Схема уровней ядра ^{234}U по данным NDS (1977 г.)

N	E, кэВ	Jπ	N	E, кэВ	Jπ	N	E, кэВ	Jπ
1	0	0+	32	1274,80	(5+)	63	1667,60	(1-)
2	43,48	2+	33	1277,50	7-	64	1675,00	—
3	143,32	4+	34	1312,00	3-	65	1690,50	(7+)
4	296,03	6+	35	1339,00	—	66	1693,40	5-
5	496,99	8+	36	1354,00	(6+)	67	1693,90	—
6	786,28	1-	37	1421,31	6-	68	1696,00	—
7	809,89	0+	38	1434,50	1-	69	1718,50	(7-)
8	849,30	3-	39	1446,00	(5-)	70	1722,60	3-
9	851,72	2+	40	1451,40	—	71	1723,30	4+
10	926,71	2+	41	1457,90	(1,2)	72	1730,70	—
11	947,84	4+	42	1463,60	(2-)	73	1736,50	(7+)
12	962,60	5-	43	1473,00	—	74	1737,70	(3+)
13	969,10	3+	44	1486,70	(3-)	75	1747,10	(6-)
14	986,50	2-	45	1486,70	(7-)	76	1749,60	—
15	1023,70	4+	46	1496,18	3+	77	1761,80	(4-)
16	1023,84	3-	47	1501,10	(1)	78	1779,40	—
17	1044,51	0+	48	1531,90	(4-)	79	1780,20	(8+)
18	1069,10	4-	49	1537,40	4+	80	1781,30	(0+)
19	1085,70	2+	50	1552,58	5+	81	1782,50	5+
20	1092,60	5+	51	1553,80	(1)	82	1786,00	—
21	1126,30	2+	52	1567,70	(8-)	83	1796,50	(1)
22	1127,33	5-	53	1571,30	1+	84	1807,20	—
23	1150,00	—	54	1581,10	(5-)	85	1810,00	(7-)
24	1165,60	3+	55	1588,90	5+	86	1811,50	(3+, 4+)
25	1172,40	6+	56	1593,00	(1)	87	1838,90	—
26	1174,30	(1,2+)	57	1601,70	1+	88	1849,70	(8+)
27	1194,46	6-	58	1614,40	(6+)	89	1860,60	—
28	1214,80	(4+)	59	1624,40	—	90	1863,50	(1)
29	1218,00	—	60	1651,20	(6-)	91	1875,30	(1)
30	1237,26	1-	61	1651,20	(9-)	92	1881,40	4+
31	1263,35	7+	62	1653,90	(6+)	93	1891,30	(9+)

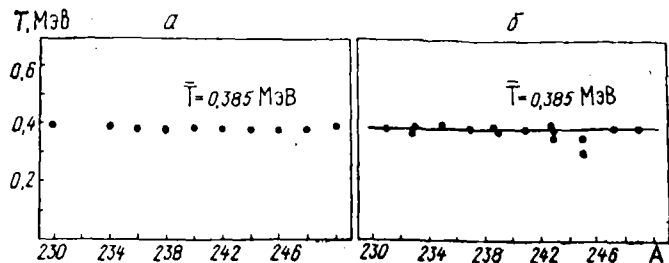


Рис. 5.16. Зависимость параметра T модели постоянной температуры от массового числа A : a — четно-четные ядра; b — нечетные

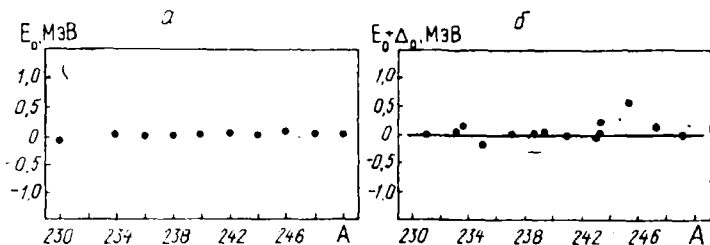


Рис. 5.17. Зависимость параметра E_0 (a) для четно-четных и $E_0 + \Delta_0$ (b) для нечетных ядер от массового числа A

Наблюдаемое расхождение с ростом энергии возбуждения объясняется пропуском уровней. Очевидно, в той области, где модель дает хорошее описание $N(E)$, можно использовать экспериментальную схему уровней. Это энергии 0,6; 1,8; 0,7; 1,4 МэВ для изотопов ^{233}U , ^{234}U , ^{235}U , ^{236}U соответственно. Однако надо отметить, что спины и четности идентифицированы далеко не для всех уровней в этой области, поэтому принимаемая в расчетах область дискретного спектра уровней обычно гораздо уже. Схемы уровней указанных изотопов в области, где пропуск относительно невелик, приведены в табл. 5.6—5.9 (по данным Nuclear Data Sheets).

Параметры T , E_0 , E_c изотопов урана согласуются с полученными в работах [165, 166] систематиками для ядер трансакти-

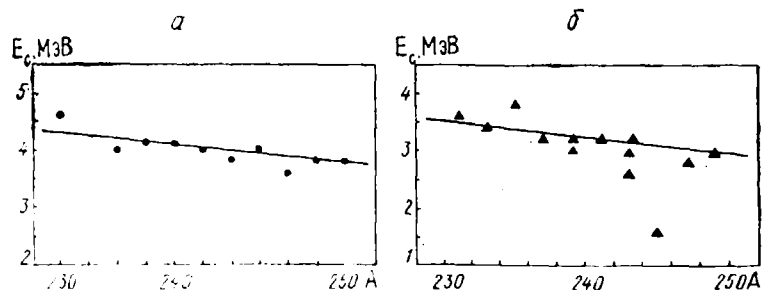


Рис. 5.18. Сравнение параметра E_c , полученного из эксперимента по $\langle D \rangle_{\text{набл}}$ и $N(E)$ и из систематик: a — четно-четные ядра; b — нечетные

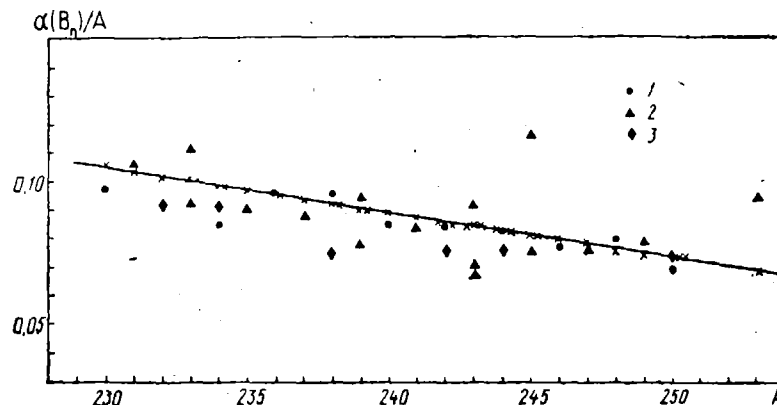


Рис. 5.19. Сравнение рассчитанного из систематики отношения $\alpha(B_n)/A$ с полученными из $\langle D \rangle_{\text{набл}}$: 1 — четно-четные ядра; 2 — нечетные; 3 — нечетно-нечетные

нидов. Из рис. 5.16 видно, что все значения параметра T для четно-четных ядер плотно группируются около среднего значения $T = 0,385$ МэВ. Для нечетных ядер значения T несколько ниже и флуктуации больше. Это может быть следствием большего пропуска уровней, так как для наиболее изученных ядер T практически совпадает с $T = 0,385$ МэВ.

Параметр E_0 может быть отождествлен с энергетическим сдвигом, учитывающим зависимость эффективной энергии возбуждения ядра от его четности (рис. 5.17). Видно, что для четно-четных ядер E_0 практически равно нулю. То же можно сказать и для нечетных ядер, за исключением наименее изученных. Систематика

$$T = 0,385 \text{ МэВ},$$

$$E_0 = \begin{cases} 0 & \text{для четно-четных ядер,} \\ -\Delta_0 & \text{для нечетных ядер,} \\ -2\Delta_0 & \text{для нечетно-нечетных ядер} \end{cases}$$

позволяет описать зависимость от A параметра E_c — энергии сшивки моделей постоянной температуры и сверхтекучего ядра (рис. 5.18) — основного параметра плотности уровней α

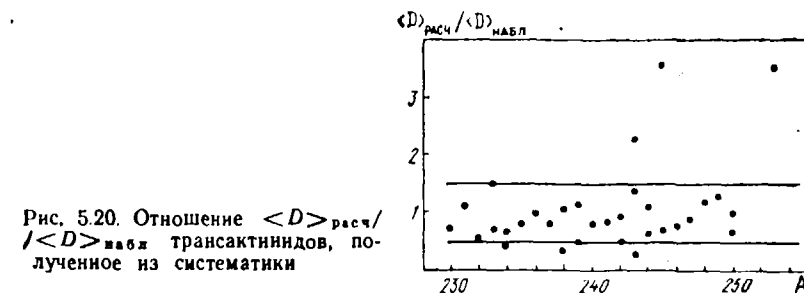


Рис. 5.20. Отношение $\langle D \rangle_{\text{расч}} / \langle D \rangle_{\text{набл}}$ трансактинидов, полученное из систематики

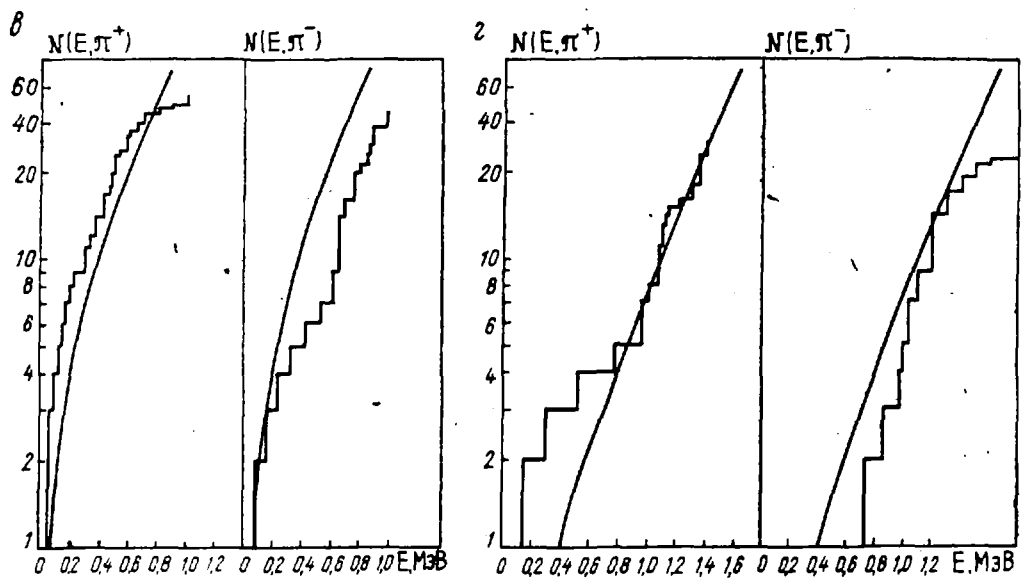
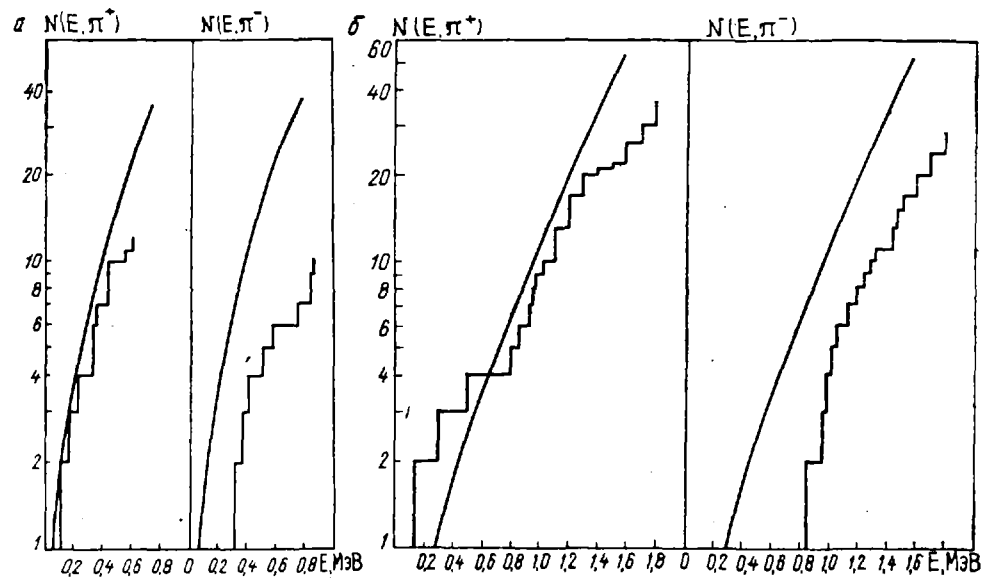


Рис. 5.21. Нарастающие суммы уровней определенной четности ядер ^{233}U (а), ^{234}U (б), ^{235}U (в), ^{236}U (г)

Таблица 5.8. Схема уровней ядра ^{236}U по данным NDS (1977 г.)

N	E, кэВ	J ^π	N	E, кэВ	J ^π	N	E, кэВ	J ^π
1	0	7/2 ⁻	21*	357,20	(15/2 ⁺)	41	640,5	(1/2 ⁺)
2	0,073	1/2 ⁺	22	367,03	(7/2 ⁺)	42	653,7	(3/2 ⁺)
3	13,01	3/2 ⁺	23	393,20	3/2 ⁺	43	659,00	(1/2 ⁻)
4	46,21	9/2 ⁻	24	414,73	(9/2 ⁺)	44	664,66	(5/2 ⁻)
5	51,69	5/2 ⁺	25	426,71	5/2 ⁺	45	670,00	(13/2 ⁺)
6	81,77	7/2 ⁺	26*	438,50	(19/2 ⁻)	46*	670,90	(3/2 ⁻)
7	103,03	11/2 ⁻	27	445,70	(7/2 ⁺)	47	671,00	(7/2 ⁻)
8	129,29	5/2 ⁺	28	474,00	(11/2 ⁺)	48	673,70	(5/2 ⁻)
9	150,50	9/2 ⁺	29	474,27	7/2 ⁺	49	677,40	(5/2 ⁺)
10	170,73	13/2 ⁻	30	491,99	(7/2 ⁺)	50	692,00	(13/2 ⁺)
11	171,36	7/2 ⁺	31	507,79	(5/2 ⁺)	51	701,09	(7/2 ⁻)
12	197,13	11/2 ⁺	32	510,00	(9/2 ⁺)	52	703,87	(3/2 ⁻)
13	225,39	9/2 ⁺	33	533,21	9/2 ⁺	53	711,00	(7/2 ⁺)
14*	249,09	15/2 ⁻	34*	550,40	(21/2 ⁻)	54	720,70	(9/2 ⁻)
15*	258,00		35	551,23	(7/2 ⁺)	55	760,90	(1/2 ⁻)
16	291,10	11/2 ⁺	36	585,00	(11/2 ⁺)	56	725,00	(9/2 ⁻)
17	294,68	13/2 ⁺	37	590,00	(9/2 ⁺)	57	769,44	(3/2 ⁻)
18*	324,00		38	608,07	(11/2 ⁺)	58	778,00	(11/2 ⁻)
19	332,81	5/2 ⁺	39	633,15	(5/2 ⁻)	59	778,60	1/2, 3/2, 5/2
20*	338,78	17/2 ⁻	40	637,96	(3/2 ⁻)	60	779,54	(7/2 ⁻)

* Данные уровни не учитывались в расчетах из-за высокого или неизвестного спинна.

Таблица 5.9. Схема уровней ядра ^{236}U по данным NDS (1977 г.)

N	E, кэВ	J ^π	N	E, кэВ	J ^π
1	0	0 ⁺	26	1110,2	(2 ⁻)
2	45,242	2 ⁺	27	1126,7	(5 ⁺)
3	149,475	4 ⁺	28	1147,0	(3 ⁺ , 4 ⁺)
4	309,785	6 ⁺	29	1149,4	(3 ⁻)
5	522,25	8 ⁺	30	1171,8	
6	687,57	(1 ⁻)	31	1164,0	(6 ⁻)
7	744,2	(3 ⁻)	32	1164,0	(6 ⁻)
8	782,8	10 ⁺	33	1221,4	(2 ⁺ , 5 ⁺)
9	847,6	(5 ⁻)	34	1232,0	(7 ⁻)
10	919,16	0 ⁺	35	1232,2	(4 ⁻)
11	958,1	(2 ⁺)	36	1249,3	2 ⁺ , 5 ⁺
12	960,4	(2 ⁺)	37	1265,2	3 ⁺ , 4 ⁺
13	967,0	(1 ⁻)	38	1282,2	(5 ⁻)
14	988,0	(2 ⁻)	39	1320,0	(8 ⁻)
15	1001,4	(3 ⁺)	40	1320,4	2 ⁺ , 5 ⁺
16	1002,0	(7 ⁻)	41	1329,0	3 ⁺ , 4 ⁺
17	1035,6	(3 ⁻)	42	1332,8	3 ⁺ , 4 ⁺
18	1051,2	(4 ⁺)	43	1342,8	(6 ⁻)
19	1052,9	(4 ⁻)	44	1347,5	3 ⁺ , 4 ⁺
20	1058,7	(4 ⁺)	45	1351,3	3 ⁺ , 4 ⁺
21	1066,1	(3 ⁺ , 4 ⁺)	46	1381,3	3 ⁺ , 4 ⁺
22	1070,0	(4 ⁻)	47	1399,8	2 ⁺ , 5 ⁺
23	1086,2	12 ⁺	48	1413,3	(7 ⁻)
24	1093,8	(2 ⁺ , 5 ⁺)	49	1471,7	
25	1104,4	(5 ⁻)			

(рис. 5.19). Критерием обоснованности данной систематики является восстановление наблюдаемой плотности нейтронных резонансов (рис. 5.20). Как видно из рисунка, основное число значений $\langle D \rangle_{\text{расч}} / \langle D \rangle_{\text{набл}}$ попадает в интервал $\pm 50\%$. Исключение составляют ядра ^{238}Np , ^{246}Pu , ^{243}Sm , ^{253}Cf , из которых для ^{245}Pu и ^{253}Cf данные по $\langle D \rangle_{\text{набл}}$ ненадежны. Все сказанное выше подтверждает возможность использования модели постоянной температуры в области низких энергий.

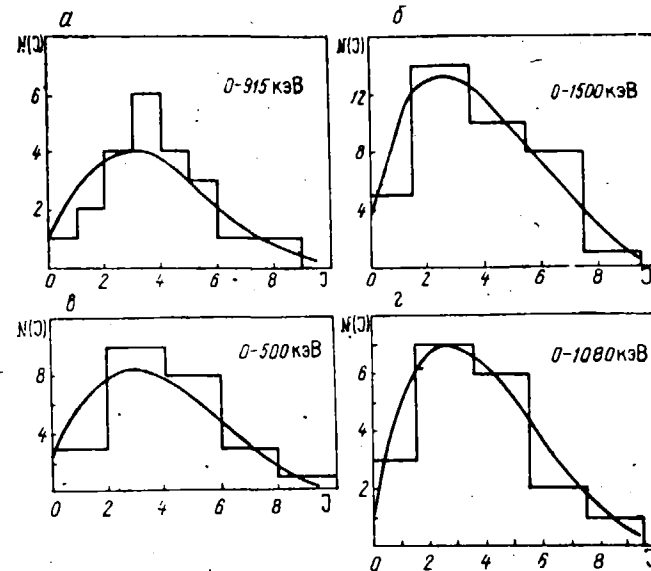


Рис. 5.22. Описание экспериментальных распределений уровней дискретного спектра по спину для $\sigma_1^2 = \sigma_{\text{экс}}^2$: а — ^{232}U ; б — ^{234}U ; в — ^{235}U ; г — ^{236}U

Рассмотрим зависимость плотности уровней изотопов урана от четности. Как правило, используется представление о равновероятном распределении уровней по данному параметру. Рассмотрим это предположение на основе данных по четности уровней дискретного спектра, поскольку другой информации нет. Нарастающие суммы уровней данной четности для рассматриваемых изотопов приведены на рис. 5.21, где они сравниваются с расчетом по модели постоянной температуры в предположении $\rho_+ = \rho_-$. Видно, что предположение достаточно обоснованно для области, где приходится использовать представление о непрерывной плотности уровней. Этот вывод согласуется с аналогичными результатами для всей области трансактинидов [164, 165].

Рассмотрим зависимость плотности уровней от углового момента J в области низких энергий. Из выражения (5.29) следует известный закон распределения по J :

$$f(U, J) = \frac{(2J+1)}{2\sigma_1^2} \exp[-J(J+1)/2\sigma_1^2]. \quad (5.32)$$

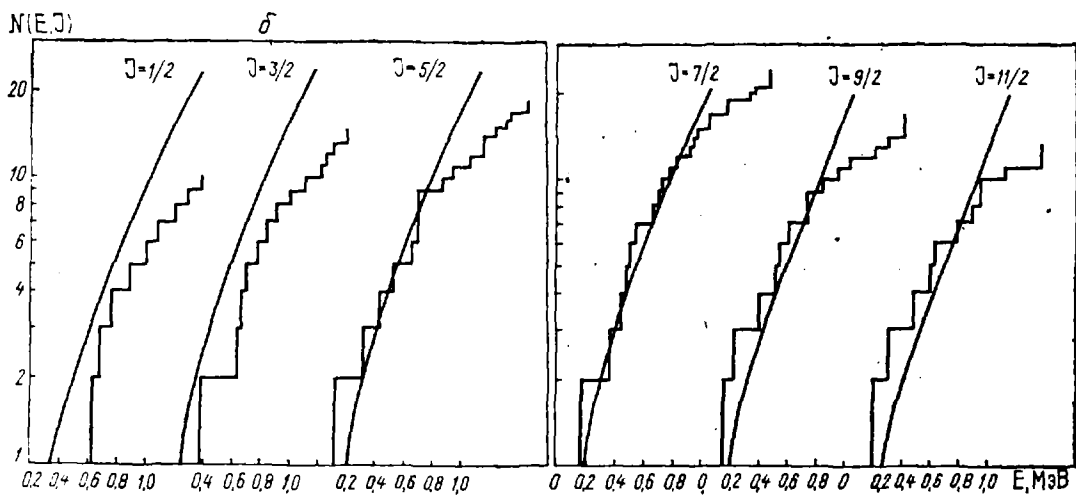
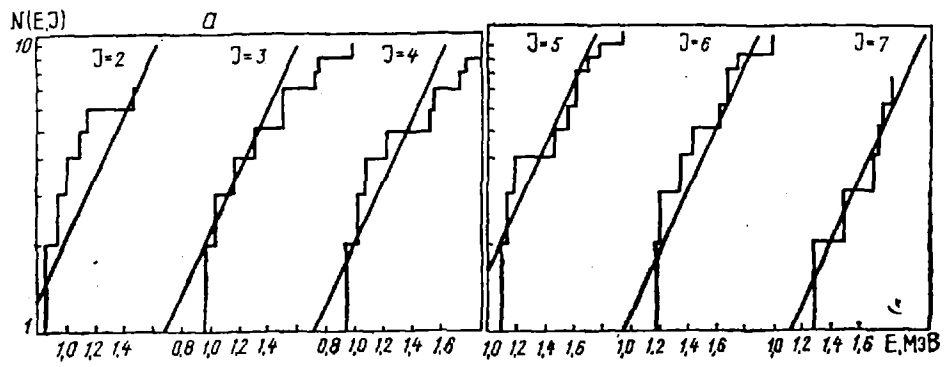


Рис. 5.23. Описание нарастающих сумм уровней с данным J моделью постоянной температуры при $\sigma_{\perp}^2 = \sigma_{\perp \text{жсп}}^2$: а — ^{234}U ; б — ^{235}U

Естественно исследовать его применимость в области низких возбуждений, где полная плотность уровней описывается законом постоянной температуры. Этот вопрос рассмотрен в работах [165, 168] для всей области трансактинидов. Из метода максимального правдоподобия для закона (5.32) при условии $\sigma_{\perp}^2 = \text{const}$ может быть получена следующая оценка параметра σ_{\perp}^2 :

$$\sigma_{\perp \text{ эксп}}^2 = \frac{1}{2N} \sum_i J_i (J_i + 1),$$

где N — число уровней, идентифицированных по спину. Для получения $\sigma_{\perp \text{ эксп}}^2$ мы ограничились энергиями $E_{\text{гр}}$, где не заметен пропуск уровней и они идентифицированы по спину. Соответствующие значения $\sigma_{\perp \text{ эксп}}^2$ и $E_{\text{гр}}$ приведены в табл. 5.5.

Имеющиеся данные по дискретному спектру удовлетворительно описываются законом с $\sigma_{\perp}^2 = \sigma_{\perp \text{ эксп}}^2$ (рис. 5.22). Этот закон позволяет также описать и нарастающие суммы уровней с данными J (рис. 5.23). Таким образом, закон (5.32) может быть использован и в области низких энергий возбуждения при соответствующем выборе параметра σ_{\perp}^2 .

Предлагается [167] до энергии $E_{\text{гр}}$ использовать постоянное значение $\sigma_{\perp}^2 = \sigma_{\perp \text{ эксп}}^2$; выше $E_{\text{гр}}$ до энергии E_c сшивки моделей σ_{\perp}^2 получать линейной интерполяцией между $\sigma_{\perp \text{ эксп}}^2$ и $\sigma_{\perp}^2(E_c)$, рассчитанным по сверхтекучей модели; затем использовать расчет по сверхтекучей модели.

Для расчета сечений ^{235}U учитывалось 50 дискретных уровней этого ядра до энергии ~ 700 кэВ, что вполне достаточно для расчета как проникаемостей в нейтронном канале, так и спектра рассеянных нейтронов.

Учет дискретного спектра других изотопов практически не сказывается на результатах, и поэтому в настоящей работе использовалось представление непрерывного спектра уровней во всей области энергий.

ГЛАВА 6

ОЦЕНКА СЕЧЕНИЯ ДЕЛЕНИЯ, ВЕЛИЧИН α , $\bar{\nu}$ И ПОЛНОГО СЕЧЕНИЯ

6.1. ОЦЕНКА СЕЧЕНИЯ ДЕЛЕНИЯ $\sigma_f(^{235}\text{U})$ В ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ОБЛАСТИ 0,1 кэВ—20 МэВ С ПОМОЩЬЮ МЕТОДА УЧЕТА КОРРЕЛЯЦИИ МЕЖДУ ОШИБКАМИ РАЗЛИЧНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

За последнее время были опубликованы результаты экспериментальных работ по измерению сечения деления $\sigma_f(^{235}\text{U})$ [28, 160—189], отличающихся от известных ранее более современной постановкой опыта и меньшими экспериментальными ошибками. Новые данные в целом имеют более низкие значения $\sigma_f(^{235}\text{U})$, чем считалось до сих пор. В связи с этим возникла необходимость проведения новой оценки $\sigma_f(^{235}\text{U})$, в которой наряду с известными ранее результатами были бы учтены и новые. Особое внимание должно уделяться также и величине ошибки оценки. Это связано с тем, что ошибки многих экспериментальных работ оказываются довольно сильно скоррелированными из-за использования сходных методик измерений и одинаковых стандартных сечений. Методика оценки, позволяющая провести подробный анализ корреляций между ошибками экспериментов, была описана в [210].

Оценка $\sigma_f(^{235}\text{U})$ была сделана в двух энергетических областях: от 100 эВ до 100 кэВ, где экспериментальные данные имеют структуру в сечении (рис. 6.1—6.3), и от 100 кэВ до 20 МэВ, где сечение деления может быть представлено гладкой кривой (рис. 6.4—6.7).

Экспериментальные данные, полученные в тепловой области энергий, должны быть перенормированы единым образом. Ошибки, возникающие из-за смещения энергетической шкалы и разницы в энергетическом разрешении, могут быть сведены к минимуму нормировкой по широкому энергетическому интервалу. В качестве такого интервала была выбрана область 100 эВ — 1 кэВ. Значение интеграла деления от 7,8 до 11 эВ $((242,58 \pm 4,80) \cdot 10^{-28} \text{ м}^2 \cdot \text{эВ})$, использованное для перенормировки данных, простирающихся в тепловую область [26, 28, 169, 170, 187, 190], было рассчитано как средневзвешенное следующих данных, перенормированных к $\sigma_f^{2200} = 583,5 \cdot 10^{-28} \text{ м}^2$ [9] (в единицах $10^{-28} \text{ м}^2 \cdot \text{эВ}$): [28] $(235,9 \pm 4,9)$; [169] $(240,6 \pm 3,0)$; [183] $(243,9 \pm 4,0)$; [26] $(241,3 \pm 4,8)$; [190] $(243,1 \pm 2,5)$; [187] $(245,3 \pm 3,0)$; [188] $(245,3 \pm 4,0)$.

Значение интеграла деления от 0,1 до 10 кэВ $((12036,5 \pm 385,0) \cdot 10^{-28} \text{ м}^2 \cdot \text{эВ})$, использованное для перенормировки относительных экспериментальных данных [27, 172, 180, 183, 191—

194], было получено усреднением следующих данных, перенормированных к интегралу деления от 7,8 до 11 эВ и поправленных на современное значение сечений реакций $^{10}\text{B}(n, \alpha)$ и $^6\text{Li}(n, \alpha)$ [195]: [180] $((12469 \pm 557) \cdot 10^{-28} \text{ м}^2 \cdot \text{эВ})$; [169] $((11466 \pm 367) \cdot 10^{-28} \text{ м}^2 \cdot \text{эВ})$; [28] $((11864 \pm 380) \cdot 10^{-28} \text{ м}^2 \cdot \text{эВ})$; [170] $((11881 \pm 385) \cdot 10^{-28} \text{ м}^2 \cdot \text{эВ})$; [190] $((12272 \pm 398) \cdot 10^{-28} \text{ м}^2 \cdot \text{эВ})$, а также абсолютных данных, использованных без перенормировки: [63] $((11782 \pm 940) \cdot 10^{-28} \text{ м}^2 \cdot \text{эВ})$; [196] $((12400 \pm 990) \cdot 10^{-28} \text{ м}^2 \cdot \text{эВ})$; [187] $((12610 \pm 400) \cdot 10^{-28} \text{ м}^2 \cdot \text{эВ})$ (в абсолютные данные [63, 196] должна быть внесена поправка на угловое распределение α -частиц из реакции $^6\text{Li}(n, \alpha)$, которая, впрочем, мала при рассматриваемых энергиях).

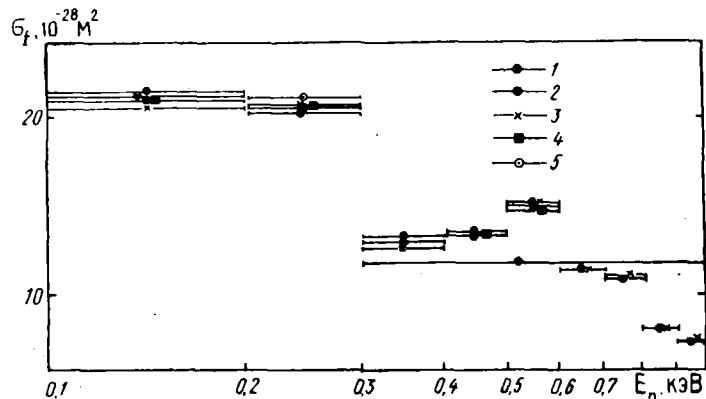


Рис. 6.1. Экспериментальные значения сечения деления $\sigma_f(^{235}\text{U})$ с перенормировкой к интегралам деления, равным $(242, 58 \pm 4,80) \cdot 10^{-28} \text{ м}^2 \cdot \text{эВ}$ в области 7,8 — 11,0 эВ и $(12036,5 \pm 385,0) \cdot 10^{-28} \text{ м}^2 \cdot \text{эВ}$ в области 0,1—1,0 кэВ: 1 — данные [28]; 2 — [169]; 3 — [26]; 4 — [170]; 5 — [190]

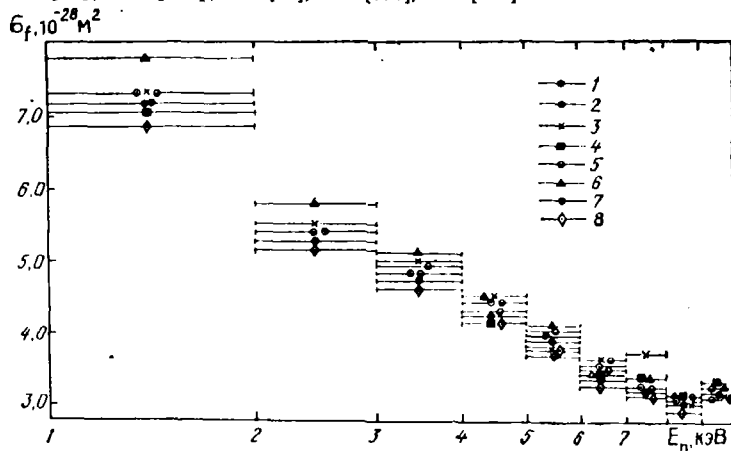


Рис. 6.2. Экспериментальные данные по $\sigma_f(^{235}\text{U})$ в области 1,0—10,0 кэВ: 1 — [28]; 2 — [169]; 3 — [26]; 4 — [170]; 5 — [36, 197]; 6 — [171]; 7 — [191]; 8 — [63]

Средний интеграл деления в области 10—30 кэВ $((46790 \pm 1780) \cdot 10^{-28} \text{ м}^2 \cdot \text{эВ})$, полученный усреднением данных [28, 169, 187], был использован для перенормировки относительных данных [170, 171, 197].

В энергетической области 10—100 кэВ данные, полученные методом времени пролета, Гвина и др. [28], Кэирра и др. [169], а также измерения в отдельных точках [198—200] согласуются между собой в целом в пределах $\pm 3\%$, в области 100—200 кэВ разногласие данных, полученных по времени пролета, и измерений в отдельных точках достигает около 6% (например, [173, 197]), в области 200 кэВ — 1 МэВ основная масса данных [173, 198—203] согласуется между собой в пределах $\pm 3\%$, кроме [169, 204].

В области 0,7—1,2 МэВ данные [169, 170, 184, 198, 200, 201] (в области выше

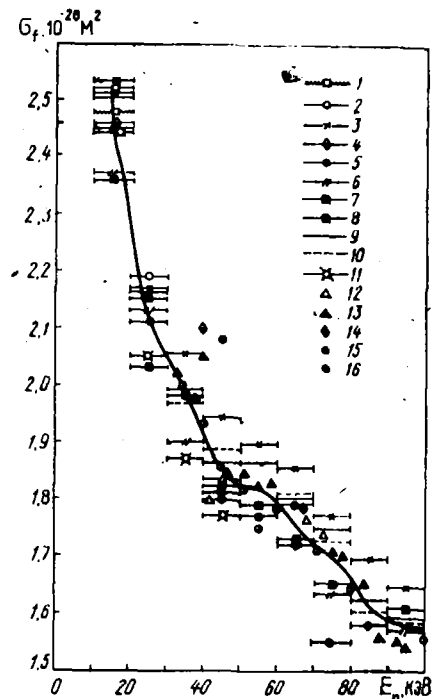


Рис. 6.3. Сечение деления ^{235}U в области 10—100 кэВ: 1 — [191]; 2 — [190]; 3 — [197]; 4 — [172]; 5 — [169]; 6 — [63]; 7 — [185]; 8 — [170]; 9 — [28]; 10 — [171]; 11 — [180]; 12 — [200]; 13 — [198]; 14 — [199]; 15 — [182]; 16 — [201]. Кривая — результаты настоящей работы

800 кэВ) образуют согласующийся ряд в пределах $\pm 2\%$. Данные Кэирра [169] в области 300—700 кэВ лежат на $\sim 5\%$ ниже, а данные Кепелера [204] на $\sim 10\%$ выше данных Вассона [170].

В области энергий выше 1 МэВ данные [173, 198—200, 202, 203] согласуются между собой в пределах $\pm 3\%$, хотя в области 1—1,3 МэВ данные Бартона и др. [202] на 4% выше данных [173, 198, 200], а при 5,4 МэВ данные Уайта [199] примерно на 5% ниже значений Бартона и др. [202] и Кэирра и др. [203]. Причина последнего разногласия может быть связана с тем, что Уайт не вводил поправку на угловое распределение протонов из реакции (n, p) , которая может составлять около 2%. В частности, отношение сечения деления при 14 и 5,4 МэВ, измеренное Уайтом, противоречит данным, полученным в других относительных измерениях [177, 203]. В связи с этим при проведении оценки ошибка точки Уайта при 5,4 МэВ была увеличена на 5%.

При анализе данных по полным ошибкам экспериментальных работ по измерению σ_f были выделены следующие парциальные

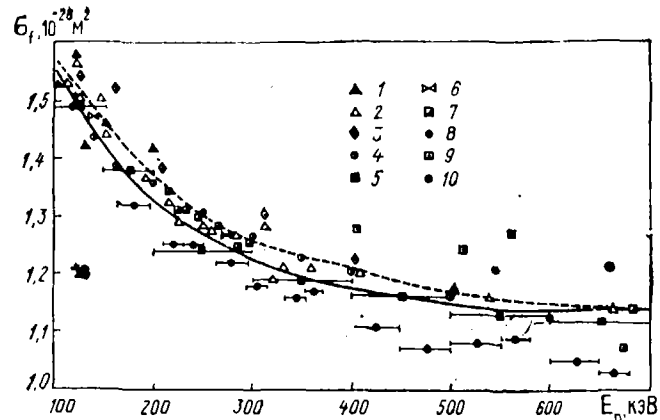


Рис. 6.4. Сечение деления ^{235}U в области энергий 100—700 кэВ: 1—[198]; 2—[200]; 3—[199]; 4—[201]; 5—[170]; 6—[174]; 7—[184]; 8—[169]; 9—[205]; 10—[204]. Сплошная кривая — результаты настоящей работы, штриховая — результаты ENDF/B-V

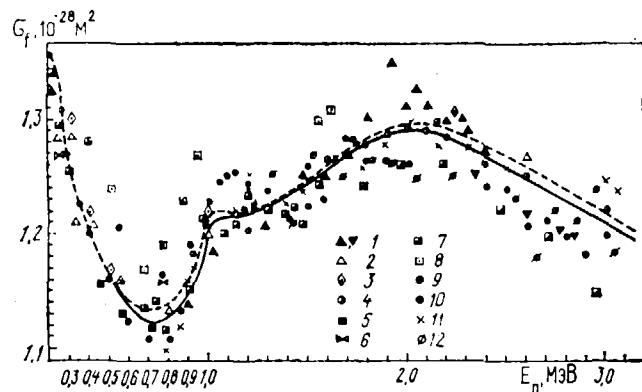


Рис. 6.5. Сечение деления ^{235}U в области энергий 0,3—3,0 МэВ: 1—[173]; 2—[200]; 3—[199]; 4—[201]; 5—[170]; 6—[174]; 7—[184]; 8—[205]; 9—[204]; 10—[202]; 11—[203]; 12—[177]. Сплошная кривая — результаты настоящей работы, штриховая — результаты ENDF/B-V

ошибки: $k=1$ (определение ядер ^{235}U); $k=2$ (экстраполяция спектра осколков к нулевому уровню дискриминации); $k=3$ (поглощение осколков в слое); $k=4$ (рассеяние в стенках камеры, подложке слоя и конструкции мишени); $k=5$ (ослабление нейтронов в воздухе); $k=6$ (определение нейтронного потока); $k=7$ (фон эксперимента); $k=8$ (эффективность регистрации деления); $k=9$ (геометрический фактор); $k=10$ (сечение водорода (стандарта)); $k=11$ (статистическая); $k=12$ (ошибка в нормировке).

Указанное разбиение полной ошибки на парциальные составляющие было сделано на основании информации об ошибках,

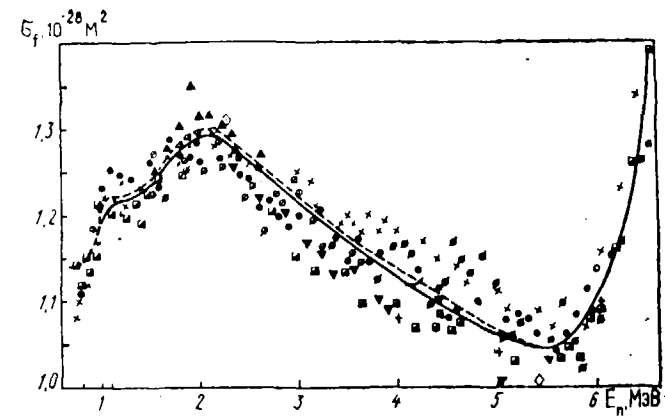


Рис. 6.6. Сечение деления ^{235}U в области энергий 1—6 МэВ. Обозначения те же, что и на рис. 6.5. (+—[185])

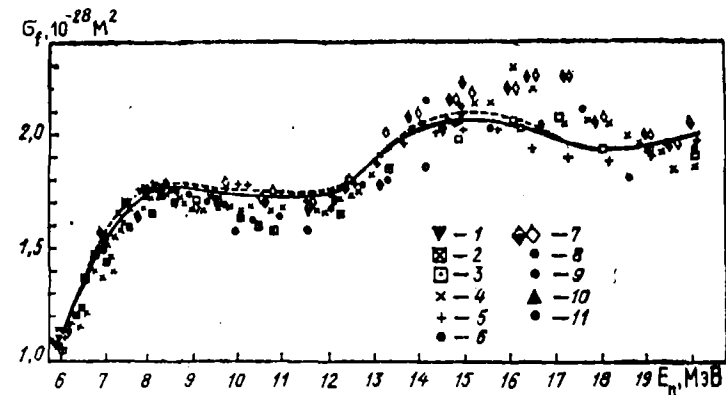


Рис. 6.7. Сечение деления ^{235}U в области энергий 6—20 МэВ: 1—[202]; 2—[184]; 3—[206]; 4—[177]; 5—[203]; 6—[185]; 7—[207]; 8—[199]; 9—[176]; 10—[179]; 11—[208]. Сплошная кривая — результаты настоящей работы, штриховая — результаты ENDF/B-V

приводимых авторами. Там, где такая информация отсутствовала, разбиение было сделано на основе анализа экспериментальной методики с учетом присущих данному методу ошибок.

Учет корреляции при проведении оценки $\sigma_f(^{235}\text{U})$ был сделан на основе анализа данных экспериментальных методик, включенных в оценку работ. Выявлены следующие корреляции между экспериментами.

$k=1$ (определение числа ядер ^{235}U). В работах Забо (изменения в области 17 кэВ — 1 МэВ) [200] и Уайта (область 40 кэВ — 14 МэВ) [199] использовался один и тот же слой ^{235}U , поэтому данные работы коррелируют полностью. Работа Забо [198] отличается от вышеуказанных тем, что к использовавшемуся в них слою добавлен еще один слой. Тогда [200] и [198]

коррелируют частично. Работа Забо [173] ничем не отличается по данной парциальной ошибке от [200], в связи с чем они полностью скоррелированы. Считаем также, что [169] и [183], а также [184] и [201] коррелируют полностью по рассматриваемой парциальной ошибке.

Используем для построения таблицы корреляций следующие правила. 1. Если две работы порознь полностью коррелируют с третьей, то они полностью коррелируют между собой. Как следствие имеем, что и [199] коррелирует с [173] полностью, что не противоречит физическому рассмотрению данной парциальной ошибки. 2. Если одна работа [200] коррелирует с другой [198] частично, а с третьей [199] — полностью, то и вторая [198] с третьей [199] должны коррелировать частично. Частичные корреляции между [198] и [173, 199] следуют из этого правила.

Частичные корреляции между [177] и [175, 176, 199] с $k=0,3$ перенесены в данную парциальную ошибку из $k=12$ (ошибка в нормировке). Это вызвано тем, что [177] нормирована нами на средневзвешенное значение из [175, 176, 199], но сами эти работы не имеют парциальной ошибки в нормировке, так как они «абсолютные». В данном случае возникает ситуация, когда необходимо учесть корреляцию между парциальными ошибками. Однако такой подход сильно усложнит задачу, особенно в том случае, когда дополнительная корреляция будет налагаться на уже учтенную по определенной парциальной ошибке. Понятно, что учесть в подобном случае корреляции аддитивно нельзя.

Используемая нами модель учета корреляций, как указывалось выше, предполагает, что корреляции между парциальными ошибками отсутствуют, и это в большинстве случаев соответствует истине. В тех немногих случаях, когда корреляция между парциальными ошибками вносится искусственно (например, из-за нормировки), эту корреляцию можно учесть в той парциальной ошибке, которая дает наибольший вклад в полную погрешность эксперимента. Такой подход не нарушает принятой модели и позволяет более полно учесть существующие корреляции.

$k=2$ (экстраполяция спектра осколков к нулевому уровню дискриминации). Можно считать, что в работах [169, 173, 183, 184, 199, 201] ошибка в экстраполяции спектра осколков к нулевому уровню дискриминации полностью скоррелирована из-за того, что использовался один и тот же слой вещества. В свою очередь [201] коррелирует с [198] частично, поскольку в работе [198] к указанному слою был добавлен еще один слой. Применение правила 2 требует, чтобы [198] частично коррелировала с [173, 199].

$k=3$ (поглощение осколков в слое). Как и для $k=2$, работы [173, 199, 201], [169, 183] и [184, 201] скоррелированы полностью, а [198] и [201] частично.

$k=4$ (рассеяние в стенке камеры, подложке и конструкции мишени). В работах Забо [201] и Уайта [199] использовалась одна и та же камера деления, в связи с чем они полностью скоррелированы. Предполагаем, исходя из имеющейся информации, что в работе [173] могла быть использована та же камера, что

и в [199]. Поскольку это известно не достоверно, приписываем [199] и [173] частичную корреляцию. Тогда и [201] коррелирует с [173] частично аналогично [169] и [183, 184, 201].

$k=5$ (ослабление нейтронов в воздухе). Корреляций по данной парциальной ошибке не обнаружено.

$k=6$ (определение нейтронного потока). Работы [27, 28, 36, 171, 172, 187, 191, 194] коррелируют между собой полностью по той причине, что во всех описываемых в них экспериментах для определения нейтронного потока использовалась камера с ^{10}B . В работе [197] нейтронный поток определялся одновременно с использованием камер с ^{10}B и ^6Li , поэтому все вышеупомянутые работы должны коррелировать с [197] частично.

В работах [63, 169, 170, 183, 192, 196] для определения нейтронного потока был использован ^6Li , поэтому указанные работы полностью коррелируют между собой и частично с [197]. Считаем, что работы, где использовался ^{10}B не коррелируют с работами, где применялся ^6Li .

В других работах [170, 177, 179, 185, 199] нейтронный поток определялся относительно сечения рассеяния на водороде. Все эти работы полностью коррелируют между собой. Кроме того, в работе [201] для определения нейтронного потока наряду с методом протонов отдачи применялись еще два (по Мп-баку и по сопутствующим частицам). Это приводит к тому, что [201] коррелирует с [170, 177, 179, 199] частично.

Работы [173, 198] по определению нейтронного потока идентичны и, следовательно, полностью коррелируют. В этих работах два из трех методов определений нейтронного потока (по Мп-баку и по сопутствующим частицам) совпадают с методами работы [201]. По этой причине можно считать, что [182, 201] коррелируют с [173, 184, 198] с коэффициентом 0,7.

$k=7$ (фон эксперимента). Корреляций нет.

$k=8$ (эффективность регистрации деления). Считаем, что [184] и [201] коррелируют полностью, как и [185] и [203].

$k=9$ (неопределенность в геометрическом факторе). Корреляций не обнаружено.

$k=10$ (сечение водорода (стандарта)). В работах [177, 170, 179, 185, 199, 201] в качестве стандарта было использовано сечение водорода. Все эти работы полностью коррелируют между собой.

$k=11$ (статистическая ошибка). Корреляции отсутствуют.

$k=12$ (ошибка в нормировке). Данные [26, 28, 169, 170, 183] были перенормированы нами к интегралу деления в области энергий 0,1—1 кэВ и по тепловой точке. Ошибки в нормировке работ коррелируют полностью. Работы [63, 180, 196] нормированы на тот же интеграл деления (от 0,1 до 1 кэВ) и потому полностью коррелируют. Относительные измерения [27, 191, 192, 194, 172] также нормировались на интеграл деления от 0,1 до 1 кэВ и, следовательно, полностью скоррелированы. Выше 10 кэВ данные работы [197] перенормированы к данным [26] в области 2—10 кэВ. В свою очередь данные [26] были нормированы к интегралу деления в области 0,1—1 кэВ. Поэтому [197]

полностью коррелируют со всеми вышеназванными работами. Работы [170, 171] перенормированы к интегралу от 10 до 30 кэВ, который получен из работ [28, 169]. Из этого следует, что [170, 171] в конечном счете также нормированы по интегралу от 0,1 до 1 кэВ и тепловой точке. Окончательно имеем, что в результате нашей нормировки полностью коррелируют между собой работы [26, 28, 36, 63, 169—172, 192, 196, 197, 180, 183]. Кроме того, работа Пенитца [201] полностью коррелирует с работой Кзирра и др. [203], Карлсона [185], так как последняя нормировалась к данным [201].

Как указывалось выше, корреляции между [177] и [175, 176, 199] перенесены в $k=1$. Корреляция возникает из-за того, что данные работы [177] перенормировались нами к среднезвешенному значению, полученному из работ [175, 176, 199]. Эта корреляция с коэффициентом 0,3 может быть оставлена и в $k=12$, так как ошибка в нормировке для «абсолютных» работ [175, 176, 199] равна нулю.

В результате проведенного анализа парциальных ошибок эксперимента и их корреляций в области 0,1—1 кэВ возрос «вес» экспериментальных данных де Соссюре и др. [26], Кзирра и др. [169], Вассона [170] и частично Гвина и др. [28] (в области 0,6—1,0 кэВ) и снизился «вес» данных Блонса [191], Переца и др. [36], Мишадона и др. [27] как относительных, сильно скоррелированных с другими. В области 1—30 кэВ возрос «вес» данных де Соссюре и др. [26], Гвина и др. [28], Вассона [170], Кзирра и др. [169] и снизился «вес» данных [27, 36, 191] и Гейзера [171].

В области энергий выше 30 кэВ уменьшился «вес» измерений, выполненных методом времени пролета, в частности Гвина и др. [28], Гейзера [171], и вырос «вес» данных Забо и др. [198], Уайта [199], Пенитца [201], а также Дэвиса и др. [174]. Резко уменьшается «вес» работы Забо и др. [200] из-за ее сильной корреляции с [198, 199], и использовать ее в оценке практически нет необходимости.

В области 350—750 кэВ оцененная кривая определяется данными Забо и др. [198], Вассона [170], Уайта [199] и Пенитца [184, 201], взятыми с примерно равным «весом». В области выше 750 кэВ «вес» экспериментальных данных [174, 198—201, 202, 184] остался практически без изменения.

В табл. 6.1 приведены оцененные по описанной выше методике значения $\sigma_f(^{235}\text{U})$ в области энергий 0,1—20 МэВ. В области энергий ниже 100 кэВ оцененные значения σ_f приведены в табл. 3.16.

Имеется довольно сильная зависимость значения ошибки от степени корреляции. Так, ошибки оцененной σ_f , полученной с учетом корреляций в области энергий до 30 кэВ, примерно в 2 раза выше, чем без учета корреляций. Ошибки оцененной $\sigma_f(^{235}\text{U})$ с учетом корреляций в области энергий ниже 30 кэВ равны 4%. Анализ ошибок экспериментальных методов в области энергий выше 30 кэВ и степень согласия данных позволяют утверждать, что в области 30—150 кэВ достигнута точность

Таблица 6.1. Оцененные значения сечения деления ^{235}U в области энергий выше 100 кэВ (10^{-28} м^2)

E, МэВ	σ_f		E, МэВ	σ_f		E, МэВ	σ_f	
	настоящая работа	ENDF/B-V		настоящая работа	ENDF/B-V		настоящая работа	ENDF/B-V
0,10	1,565	1,581	0,70	1,125	1,137	5,0	1,060	1,064
0,12	1,495	1,520	0,75	1,127	1,137	5,5	1,046	1,047
0,14	1,430	1,476	0,80	1,130	1,139	6,0	1,111	1,112
0,16	1,390	1,440	0,85	1,139	1,147	6,5	1,363	1,364
0,18	1,360	1,408	0,90	1,158	1,168	7,0	1,550	1,553
0,20	1,330	1,377	0,95	1,175	1,202	7,5	1,700	1,719
0,22	1,300	1,340	1,0	1,210	1,220	8,0	1,775	1,782
0,24	1,270	1,314	1,1	1,215	1,215	8,5	1,790	1,782
0,26	1,245	1,291	1,2	1,220	1,220	9,0	1,780	1,772
0,28	1,231	1,272	1,4	1,235	1,239	9,5	1,770	1,762
0,30	1,217	1,262	1,6	1,260	1,264	10,0	1,752	1,749
0,32	1,206	1,251	1,8	1,280	1,288	10,5	1,742	1,738
0,34	1,196	1,240	2,0	1,292	1,298	11,0	1,738	1,732
0,36	1,190	1,229	2,2	1,287	1,292	11,5	1,739	1,732
0,38	1,185	1,219	2,4	1,270	1,278	12,0	1,755	1,748
0,40	1,175	1,209	2,6	1,252	1,259	12,5	1,825	1,826
0,42	1,170	1,199	2,8	1,233	1,240	13,0	1,914	1,915
0,44	1,165	1,189	3,0	1,212	1,219	13,5	2,000	1,998
0,46	1,155	1,180	3,2	1,197	1,201	14,0	2,060	2,068
0,48	1,150	1,173	3,4	1,179	1,184	14,5	2,080	2,099
0,50	1,147	1,167	3,6	1,160	1,165	15,0	2,084	2,103
0,55	1,140	1,155	3,8	1,143	1,148	16,0	2,060	2,068
0,60	1,138	1,145	4,0	1,130	1,132	17,0	1,990	1,986
0,65	1,133	1,140	4,5	1,095	1,111	18,0	1,950	1,939
						19,0	1,970	1,966
						20,0	2,040	2,045

равна $\pm 4\%$, в области 150 кэВ — 4 МэВ ошибка в σ_f равна $\pm 3\%$, в области 4—10 МэВ — 3,5%, при 10—15 МэВ — 4%, 15—20 МэВ — 6%.

Сравнение оцененных данных настоящей работы с данными ENDF/B-V [209] показывает их согласие в пределах 1%. Учитывая, что данные по $\sigma_f(^{235}\text{U})$ из ENDF/B-V вошли в международный файл стандартных нейтронных сечений, мы использовали их в настоящей оценке.

Наибольшее внимания с точки зрения выявления имеющихся разногласий требует область энергий 3—6 МэВ, где данные по σ_f разделяются на две группы: с более высокими значениями σ_f (кривая выпуклой формы) и с более низкими значениями σ_f (кривая вогнутой формы). Данные этих групп различаются на 10%, хотя погрешности экспериментов составляют 2%.

В области энергий около 14 МэВ имеется хорошее согласие между результатами измерений, проведенных в последнее время. Однако следует иметь в виду, что во всех этих измерениях использовался один и тот же метод сопутствующих частиц, в результате чего возможна неизвестная систематическая погрешность. Может оказаться, что более оправдано проведение экспе-

риментов с худшей точностью, но заведомо не коррелирующих с другими имеющимися данными. Расчеты по описанной методике при планировании новых экспериментов могут помочь найти оптимальные методы измерения тех или иных параметров для того, чтобы оцененная ошибка, полученная из всей совокупности уже имеющихся опытов вместе с планируемым, была минимальной.

**6.2. ОЦЕНКА $\alpha(^{235}\text{U})$
В ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ОБЛАСТИ 0,1—1000 кэВ
С ПОМОЩЬЮ МЕТОДА УЧЕТА КОРРЕЛЯЦИИ
МЕЖДУ ОШИБКАМИ РАЗЛИЧНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ**

Таким же образом, как и для $\sigma_f(^{235}\text{U})$, был проведен анализ для $\alpha(^{235}\text{U})$ с целью выяснения корреляций между парциальными ошибками экспериментальных данных и сделана оценка величины $\alpha(^{235}\text{U})$ и ее ошибки по методу, изложенному в работе [210]. Как и в случае $\sigma_f(^{235}\text{U})$, имеющиеся экспериментальные данные по $\alpha(^{235}\text{U})$ оказываются скоррелированными по нормировке [26, 36, 194—220, 222], по определению нейтронного потока полностью [26, 28, 36, 212, 214, 216—218] или частично [28, 194, 215, 219, 221], определению эффективности детекторной системы при регистрации деления [26, 36, 211, 212, 214—217, 222], неопределенности в эффективности регистрации γ -квантов из-за возможных изменений в спектре γ -лучей с ростом энергии [26, 28, 36, 194, 213—218, 222], ошибке в v , приводящей к неопределенности в α [211, 212, 218], и др.

Единственным экспериментом, который выполнен по методу, не скоррелированному с другими, является работа Мурадяна и др. [223]. Величина $\alpha(^{235}\text{U})$ измерена на основе спектрометрии множественности испускаемых возбужденными ядрами γ -квантов и нейтронов. Измерения α в области 0,1—30,0 кэВ сделаны с точностью более высокой (~3—5%), чем в других экспериментах. Естественно поэтому, что экспериментальные данные [223] оказали определяющее влияние на оцененные величины $\alpha(^{235}\text{U})$.

Результаты расчетов «весов», с которыми должны быть учтены измеренные в каждом эксперименте значения $\alpha(^{235}\text{U})$ при отсутствии корреляции ($k=0$), приписанных корреляциях (k) и полной корреляции ($k=1$) между ошибками всех работ для каждого энергетического интервала показывают, что определяющими при оценке α в области 0,1—30 кэВ являются экспериментальные данные Мурадяна и др. [223] как наиболее точные и независимо измеренные в этой области. Надежными также являются результаты Полетаева [217], «вес» которых возрос в области от 40 до 400 кэВ. Снизился «вес» данных Переца и др. [36] в области 0,1—3,0 кэВ, поскольку они являются относительными, нормированными к [26] и поэтому сильно скоррелированы с ними; данных Кзирра и др. [218] в области 0,1—3,0 кэВ из-за корреляции с другими работами по нормировке и измерению нейтронного потока; данных Курова и др. [213],

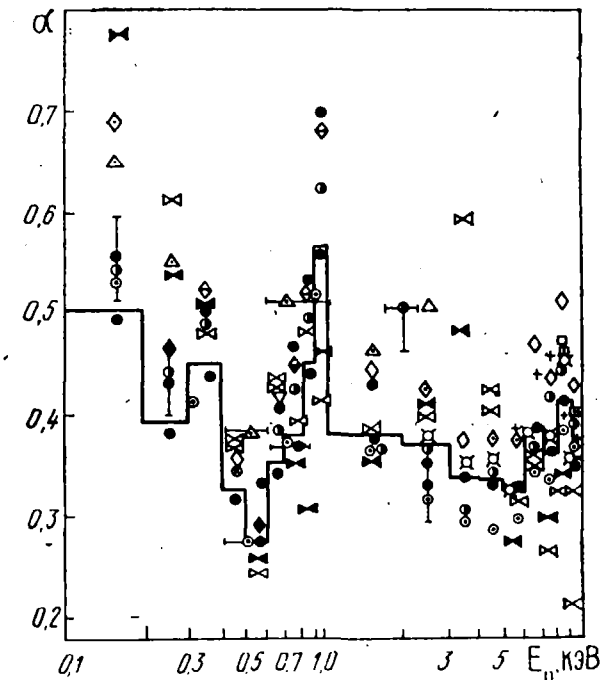


Рис. 6.8. Сравнение экспериментальных и оцененных данных для $\alpha(^{235}\text{U})$ в области 10—100 кэВ

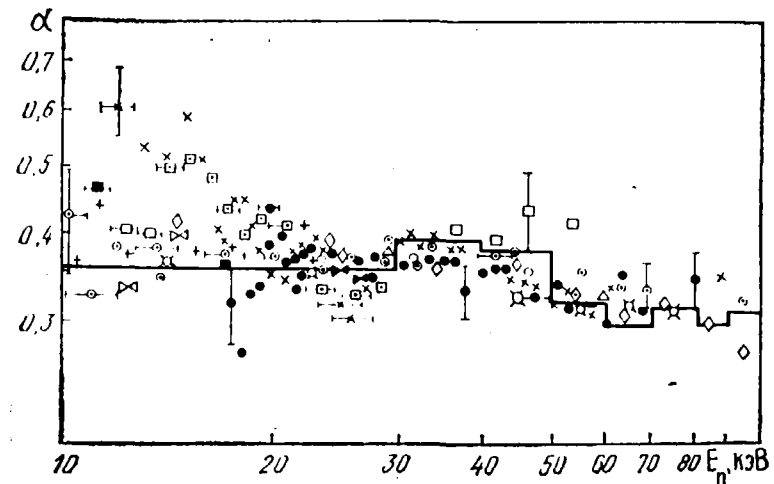


Рис. 6.9. Сравнение экспериментальных и оцененных данных для $\alpha(^{235}\text{U})$ в области 10—100 кэВ

Таблица 6.2. Оцененные значения α (^{235}U), полученные с учетом и без учета корреляций между экспериментальными данными

E _п , кэВ	α		E _п , кэВ	α	
	с учетом корреляций	без учета корреляций		с учетом корреляций	без учета корреляций
0,1—0,2	0,501±0,019	0,536±0,033	10—20	0,346±0,023	0,373±0,011
0,2—0,3	0,390±0,016	0,418±0,017	20—30	0,343±0,022	0,357±0,006
0,3—0,4	0,440±0,017	0,436±0,010	30—40	0,372±0,018	0,363±0,005
0,4—0,5	0,315±0,013	0,356±0,009	40—50	0,330±0,017	0,324±0,006
0,5—0,6	0,278±0,011	0,270±0,008	50—60	0,307±0,026	0,329±0,005
0,6—0,7	0,344±0,014	0,307±0,008	60—70	0,300±0,025	0,319±0,005
0,7—0,8	0,373±0,015	0,409±0,009	70—80	0,290±0,025	0,300±0,005
0,8—0,9	0,447±0,017	0,491±0,013	80—90	0,285±0,030	—
0,9—1,0	0,557±0,021	0,541±0,016	90—100	0,299±0,032	0,277±0,007
1—2	0,362±0,014	0,479±0,013	100—200	0,221±0,016	0,243±0,006
2—3	0,356±0,013	0,327±0,008	200	0,211±0,022	0,220±0,005
3—4	0,318±0,013	0,328±0,007	250	0,205±0,021	0,202±0,005
4—5	0,322±0,013	0,322±0,006	300	0,195±0,010	0,186±0,005
5—6	0,313±0,013	0,316±0,007	400	0,157±0,014	0,163±0,005
6—7	0,381±0,016	0,342±0,009	500	0,156±0,015	0,148±0,004
7—8	0,354±0,015	0,375±0,014	600	0,140±0,013	0,137±0,004
8—9	0,408±0,017	0,382±0,012	750	0,131±0,013	0,124±0,005
9—10	0,340±0,014	0,374±0,011	900	0,104±0,011	0,106±0,004
			1000	0,0864± ±0,0097	0,0863± ±0,0057

Ван-Ши-Ди и др. [194] в области 0,1—30,0 кэВ как имеющих большие экспериментальные ошибки и сильно скоррелированных по ряду парциальных ошибок с другими измерениями.

Оцененные значения α (^{235}U) и ошибки $\Delta\alpha_{\text{оц}}$ приведены в табл. 6.2. Хотя оцененные значения слабо зависят от степени корреляций, значения ошибок изменяются существенно. Особенно заметна эта разница в области энергий выше 30 кэВ, где экспериментальные данные сильно скоррелированы и ошибка в α изменяется от 4—8% в случае отсутствия корреляций до 8—10% в случае приписанных корреляций. Сравнение оцененных и экспериментальных данных для α (^{235}U) дано на рис. 6.8 и 6.9.

6.3. ОЦЕНКА ВЕЛИЧИНЫ $\bar{\nu}$

Оценка энергетической зависимости $\bar{\nu}_p$ (^{235}U) дана в работе Манеро и Коньшина [224]. При проведении оценки $\bar{\nu}_p$ в настоящей работе использовались экспериментальные данные, приведенные в работе [224], дополнительно уточненные данные Фрею и др. [225], а также данные [226, 227] по учету вклада запаздывающих γ -лучей деления, введению поправок на различие в спектрах нейтронов деления ^{235}U и ^{252}Cf и на различия в толщинах используемых образцов. В качестве опорной величины брали значение $\bar{\nu}_p$ (^{252}Cf) = 3,757, $\bar{\nu}_d$ = 0,009 (ENDF/B-V) и $\bar{\nu}_p$ (^{235}U) = 2,409, $\bar{\nu}_d$ = 0,016 при 2200 м/с [6]. Энергетическая зависимость $\bar{\nu}_p$ (^{235}U) определена в большом количестве экспериментов, и, несмотря на кажущуюся высокую точность, реальная ошибка

Таблица 6.3. Оцененные данные по сечениям σ_t , σ_n , $\sigma_{\text{пч}}$, $\sigma_{\text{пл}'}$, $\sigma_{\text{л}, 2\text{л}}$ и $\sigma_{\text{л}, 3\text{л}}$, величине $\bar{\nu}_t$ и температуре T нейтронов спектра деления ^{235}U в области энергий 0,1—15,0 МэВ

E, МэВ	$\sigma_t \cdot 10^{-28} \text{ м}^2$	$\sigma_n \cdot 10^{-28} \text{ м}^2$	$\sigma_{\text{пч}} \cdot 10^{-28} \text{ м}^2$	$\sigma_{\text{пл}'}$	$\sigma_{\text{л}, 2\text{л}} \cdot 10^{-28} \text{ м}^2$	$\sigma_{\text{л}, 3\text{л}} \cdot 10^{-28} \text{ м}^2$	$\bar{\nu}_t$	T, МэВ
0,10	11,86	9,390	0,441	0,448	—	—	2,4206	1,307
0,12	11,61	9,063	0,372	0,655	—	—	2,4219	1,308
0,14	11,31	8,742	0,333	0,759	—	—	2,4232	1,308
0,16	11,04	8,462	0,309	0,829	—	—	2,4246	1,308
0,18	10,78	8,184	0,292	0,896	—	—	2,4260	1,308
0,20	10,57	7,937	0,281	0,975	—	—	2,4274	1,308
0,22	10,35	7,686	0,273	1,048	—	—	2,4288	1,308
0,24	10,13	7,436	0,264	1,116	—	—	2,4303	1,309
0,26	9,91	7,199	0,255	1,165	—	—	2,4318	1,309
0,28	9,69	6,983	0,247	1,188	—	—	2,4333	1,309
0,30	9,49	6,757	0,237	1,234	—	—	2,4349	1,309
0,32	9,30	6,561	0,230	1,258	—	—	2,4365	1,309
0,34	9,12	6,385	0,214	1,281	—	—	2,4381	1,309
0,36	8,94	6,199	0,201	1,311	—	—	2,4397	1,310
0,38	8,77	6,023	0,191	1,337	—	—	2,4414	1,310
0,40	8,61	5,859	0,184	1,358	—	—	2,4431	1,310
0,42	8,43	5,675	0,183	1,373	—	—	2,4448	1,310
0,44	8,28	5,508	0,182	1,401	—	—	2,4466	1,311
0,46	8,17	5,383	0,181	1,426	—	—	2,4484	1,311
0,48	8,09	5,277	0,180	1,460	—	—	2,4502	1,311
0,50	8,01	5,174	0,179	1,490	—	—	2,4520	1,311
0,55	7,84	4,983	0,167	1,535	—	—	2,4566	1,312
0,60	7,67	4,795	0,159	1,571	—	—	2,4615	1,312
0,65	7,53	4,604	0,155	1,631	—	—	2,4664	1,313
0,70	7,41	4,465	0,152	1,656	—	—	2,4715	1,313
0,75	7,31	4,305	0,148	1,720	—	—	2,4768	1,314
0,80	7,21	4,146	0,141	1,784	—	—	2,4821	1,315
0,85	7,11	3,987	0,130	1,846	—	—	2,4877	1,315
0,90	7,03	3,849	0,120	1,893	—	—	2,4933	1,316
0,95	6,97	3,729	0,112	1,927	—	—	2,4990	1,317
1,0	6,92	3,612	0,104	1,984	—	—	2,5049	1,318
1,1	6,84	3,430	0,100	2,095	—	—	2,5170	1,319
1,2	6,81	3,249	0,095	2,246	—	—	2,5294	1,320
1,4	6,83	3,066	0,085	2,440	—	—	2,5555	1,323
1,6	6,94	3,068	0,073	2,535	—	—	2,5828	1,326
1,8	7,08	3,191	0,060	2,541	—	—	2,6110	1,330
2,0	7,23	3,378	0,048	2,506	—	—	2,6400	1,333
2,2	7,37	3,593	0,039	2,446	—	—	2,6693	1,336
2,4	7,51	3,817	0,032	2,383	—	—	2,6988	1,340
2,6	7,63	4,021	0,026	2,324	—	—	2,7284	1,343
2,8	7,75	4,219	0,021	2,270	—	—	2,7580	1,346
3,0	7,84	4,363	0,017	2,241	—	—	2,7877	1,350
3,2	7,92	4,508	0,013	2,198	—	—	2,8174	1,353
3,4	7,98	4,609	0,010	2,177	—	—	2,8472	1,356
3,6	8,02	4,681	0,008	2,166	—	—	2,8770	1,360
3,8	8,04	4,700	0,007	2,185	—	—	2,9068	1,363
4,0	8,04	4,692	0,006	2,210	—	—	2,9367	1,366
4,5	7,93	4,550	0,005	2,264	—	—	3,0103	1,374

E, МэВ	$\sigma_{\gamma}^{10^{-22}} \text{ м}^2$	$\sigma_{n, \gamma}^{10^{-22}} \text{ м}^2$	$\sigma_{n, n}^{10^{-22}} \text{ м}^2$	$\sigma_{n, 2n}^{10^{-22}} \text{ м}^2$	$\sigma_{n, 3n}^{10^{-22}} \text{ м}^2$	$\bar{\nu}_t$	T, МэВ	
5,0	7,72	4,370	0,004	2,282	—	—	3,0836	1,382
5,5	7,45	4,160	0,004	2,219	0,020	—	3,1571	1,390
6,0	7,18	3,940	0,003	1,958	0,167	—	3,2306	1,398
6,5	6,93	3,730	0,003	1,513	0,320	—	3,3041	1,406
7,0	6,69	3,520	0,002	1,140	0,475	—	3,3774	1,413
7,5	6,48	3,340	0,002	0,891	0,528	—	3,4510	1,421
8,0	6,29	3,160	0,002	0,765	0,581	—	3,5243	1,428
8,5	6,13	3,010	0,002	0,684	0,652	—	3,5969	1,436
9,0	5,99	2,880	0,002	0,614	0,722	—	3,6695	1,443
9,5	5,88	2,780	0,002	0,566	0,770	—	3,7414	1,450
10,0	5,81	2,720	0,001	0,522	0,818	—	3,8120	1,457
10,5	5,76	2,690	0,001	0,491	0,840	—	3,8824	1,464
11,0	5,73	2,660	0,001	0,475	0,862	—	3,9511	1,471
11,5	5,72	2,660	0,001	0,460	0,867	—	4,0196	1,478
12,0	5,73	2,670	0,001	0,440	0,871	—	4,0863	1,484
12,5	5,75	2,690	0,001	0,425	0,803	0,005	4,1525	1,490
13,0	5,78	2,730	0,001	0,385	0,735	0,014	4,2167	1,497
13,5	5,81	2,770	0,001	0,369	0,639	0,033	4,2804	1,503
14,0	5,85	2,860	0,001	0,311	0,568	0,042	4,3419	1,508
14,5	5,89	2,190	0,001	0,305	0,496	0,079	4,4027	1,514
15,0	5,92	2,970	0,001	0,302	0,425	0,119	4,4610	1,520
16,0	6,06	3,180	0,001	0,290	0,357	0,164	4,5741	1,530
17,0	6,15	3,340	0,001	0,285	0,312	0,226	4,6794	1,540
18,0	6,23	3,440	0,001	0,282	0,279	0,289	4,7768	1,549
19,0	6,26	3,500	0,001	0,258	0,245	0,290	4,8656	1,557
20,0	6,30	3,520	0,001	0,224	0,219	0,291	4,9452	1,564

определения $\bar{\nu}_p(^{235}\text{U})$, включая неопределенность в $\bar{\nu}_p(^{252}\text{Cf})$, может быть равна $\pm 1,0-1,2\%$.

Имеется некоторая неопределенность в вопросе о существовании структуры в $\bar{\nu}_p(^{235}\text{U})$ в области ниже 2 МэВ. Данные большинства экспериментов указывали на возможность существования такой структуры [224], хотя детальное сравнение показывало, что согласие между различными экспериментами довольно плохое. Например, при 400 кэВ отклонение от линейности в различных экспериментах изменялось от 0 до 3%.

В работе [226] Болдеман и др. провели тщательный анализ наиболее точных экспериментов в области ниже 2 МэВ [228, 231], имеющих наименьшую статистическую ошибку. Оказалось, что в оригинальные экспериментальные данные $\bar{\nu}_p(^{235}\text{U})$ должна быть внесена поправка, учитывающая вклад запаздывающих γ -лучей деления, которая равна $-0,16\%$ для измерений с постоянным источником моноэнергетических нейтронов [230, 231] и $-0,67\%$ для экспериментов с импульсным источником нейтронов [228, 229].

Дополнительно в данные [228, 229] должна быть внесена поправка $-0,3\%$ и в данные [230, 231] $+0,05\%$ из-за разницы в эффективности регистрации вследствие различия в спектре де-

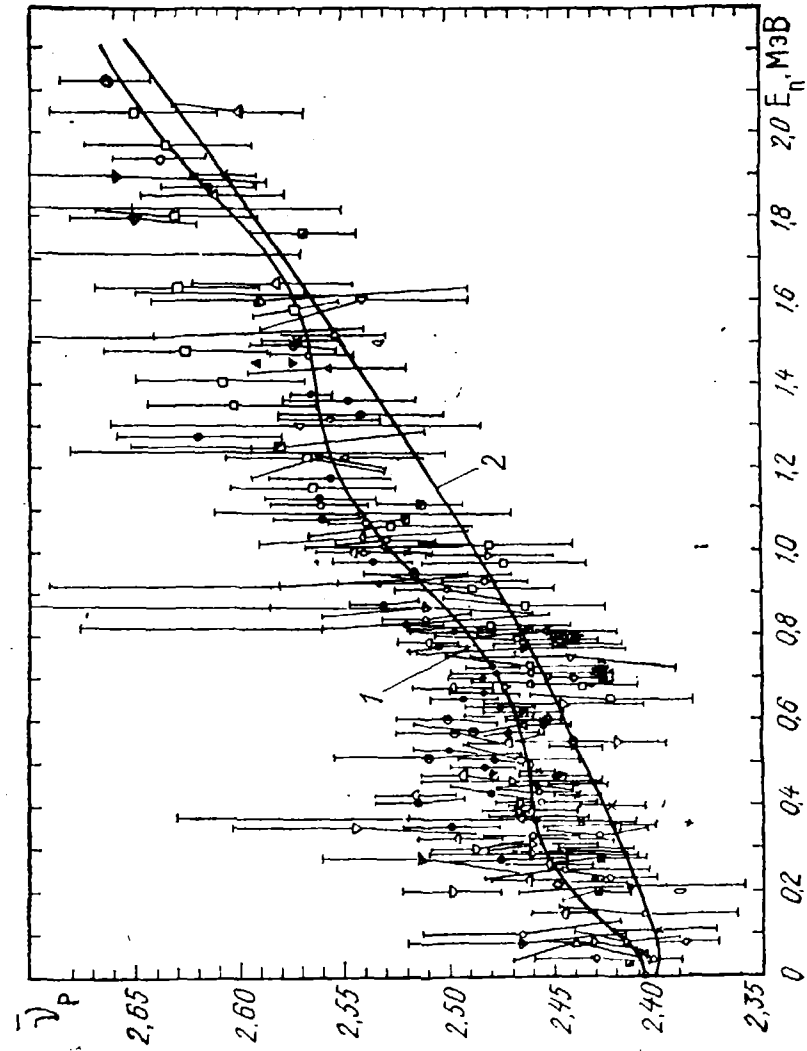


Рис. 6.10. Энергетическая зависимость $\bar{\nu}_p(^{235}\text{U})$ в области энергий ниже 2 МэВ: 1 — кривая проведенная через все имеющиеся данные; 2 — кривая проведена через данные [228—231] с введением поправок по работам [226, 227]

ления ^{252}Cf и ^{235}U . Кроме того, если считать, что спектр нейтронов деления ^{235}U наиболее адекватно может быть описан формулой Уатта $P(E) = C \exp(-E/A) \sin \sqrt{BE}$, где $A = 0,9878 \text{ МэВ}$ и $B = 2,1893 \text{ МэВ}^{-1}$, то это приведет к поправке $+0,2\%$ в данных [228—231].

В работе [227] Болдеман и Фрео указали на необходимость введения поправки на толщину фольг делящегося материала при измерениях отношений $\bar{\nu}_p$, предположив, что толщина используемых фольг может служить причиной расхождения в $0,8\%$ между измерениями $\bar{\nu}_p(^{235}\text{U})$ в работах [231, 232]. Этот эффект был исследован экспериментально в работе [227], и оказалось, что поправка на толщину для ^{235}U равна $+0,169 \cdot 10^{-3}\%$ на 1 мкг/см^2 . Поскольку точная информация о толщинах используемых фольг в опубликованных работах отсутствует, при проведении настоящей оценки ошибка в экспериментальных данных была увеличена среднеквадратично на $0,14\%$ [230, 231], $0,2\%$ [228, 229] и $0,2-0,4\%$ в остальных работах.

Учет упомянутых выше поправок к экспериментальным данным привел к тому, что энергетическая зависимость $\bar{\nu}_p$ в области ниже 2 МэВ становится практически линейной (рис. 6.10). Определенный вклад в отклонение от линейности кривой вносило рассмотрение всей совокупности экспериментальных данных, которые имели различные систематические ошибки и в которые не были внесены все необходимые поправки. Так, значительный вклад ($0,92\%$) в систематическое отклонение при 350 кэВ относительно тепловой точки давали данные [228]. Анализ же данных, имеющих наибольшую статистическую точность в области ниже 2 МэВ [228—231], с внесением необходимых поправок [226, 227], привел к отсутствию структуры в $\bar{\nu}_p$ в этой области. Поэтому при проведении настоящей оценки в области энергий ниже 2 МэВ использовались эти данные, а в области выше 2 МэВ оценка проводилась с использованием данных всех авторов. Оценка была проведена с помощью комплексной программы восстановления регрессии, составленной А. В. Кряневым и В. И. Дороговым (МИФИ), в которой реализована методика, устраняющая влияние больших выбросов на результаты оценки. Программа позволяла определять оптимальное (со статистической точки зрения) число точек сопряжения.

Энергетическая зависимость $\bar{\nu}_p(^{235}\text{U})$ имеет следующий вид: $\bar{\nu}_p = 2,398 + 0,05656E + 0,03954E^2 + (-0,005733)E^3$ в области $0-2,25 \text{ МэВ}$ и $\bar{\nu}_p(E) = 2,334 + 0,1420 + 0,001577E^2 - 0,0001086E^3$ в области $2,25-15,0 \text{ МэВ}$.

Оцененные данные по $\bar{\nu}_t(^{235}\text{U})$ приведены в табл. 6.3. Значения $\bar{\nu}_t$ получены добавлением вклада от запаздывающих нейтронов, равного $0,0158$ нейтрона на деление при тепловой энергии, $0,0166$ нейтрона на деление в области от тепловой энергии до $4,0 \text{ МэВ}$ и $0,0092$ нейтрона на деление в интервале $8-15 \text{ МэВ}$ [224].

6.4. ОЦЕНКА ПОЛНОГО СЕЧЕНИЯ $\sigma_t(^{235}\text{U})$ В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ $0,1-20 \text{ МэВ}$

При проведении оценки экспериментальные данные по $\sigma_t(^{235}\text{U})$ разделены на две группы: данные в области неразрешенных резонансов ($0,1-100 \text{ кэВ}$) и в области энергий от $0,1$ до 20 МэВ . К первой группе относятся результаты Аттли и др. [53] ($0,1-70 \text{ кэВ}$), Мишодона и др. [27] ($0,1-0,725 \text{ кэВ}$), Дерриена и др. [55] ($0,725-10 \text{ кэВ}$), Бёкова и др. [56] ($5,8-270 \text{ кэВ}$) и Пёнитца и др. [233] ($48 \text{ кэВ}-4,8 \text{ МэВ}$). Наиболее надежны из них [53, 233]. Измерения [56] относительны, а [27] охватывают ограниченную область энергий.

Ко второй группе относятся данные Хенкеля [234] ($0,04-8,0 \text{ МэВ}$), Кабе и др. [235] ($0,1-6,0 \text{ МэВ}$), Швартца и др. [236] ($0,5-15,0 \text{ МэВ}$), Лангсфорда [237] ($0,2-14,0 \text{ МэВ}$), Фостера и Глазгова [238] ($2,2-15,0 \text{ МэВ}$), Братенала и др. [239] ($7-14 \text{ МэВ}$) и Пёнитца и др. [233] ($0,048-4,8 \text{ МэВ}$). Наиболее полными данными, полученными с высокой точностью ($1-2\%$), являются измерения Швартца и др. [236], Фостера и Глазгова [238] и Пёнитца и др. [233].

В области энергий ниже 100 кэВ оцененная кривая проводится по σ_t в основном по данным Аттли и др. [53] и Пёнитца и др. [233] (четыре точки). В области $0,1-0,5 \text{ МэВ}$ оцененные данные определяются результатами [233—235], а в области $0,5-15 \text{ МэВ}$ — данными [233, 235, 236, 238], которые согласуются между собой в пределах $\pm 2\%$.

Ошибка оцененной кривой σ_t в области энергий $0,1-100 \text{ кэВ}$ составляет 3% , в области $0,1-15,0 \text{ МэВ}$ — $1,5-2\%$ (табл. 6.3).

РАСЧЕТ СЕЧЕНИЙ ДЕЛЕНИЯ И РЕАКЦИИ ТИПА (n, xn) ДЛЯ АКТИНИДОВ

7.1. РАСЧЕТ СЕЧЕНИЯ ДЕЛЕНИЯ

Наиболее изученным экспериментально процессом для актинидов является деление нейтронами с энергией $E_n \leq 6$ МэВ. Данные о сечениях конкурирующих реакций неупругого рассеяния и радиационного захвата для них практически отсутствуют, что приводит к необходимости их согласованного расчета. Для решения этой проблемы нужен расчет сечений деления, поскольку высокая надежность экспериментальных данных по σ_f , позволяет тестировать модели и изучить статистические характеристики возбужденных сильнодеформированных ядер.

Предпринимались попытки решить эту задачу для актинидов в целом [240] либо для отдельных ядер [241]. Однако описать сечения деления во всей области так называемого первого «плато» в этих работах не удалось. Существующие же систематики вероятности деления [242, 243] не могут рассматриваться в качестве удовлетворительной альтернативы получения σ_{fn} и σ_f , поскольку они строятся исходя из предположения о независимости от энергии сечения образования составного ядра, сечения деления и как следствие отношения нейтронных и делительных ширин.

Приемлемого описания сечения деления можно достичь лишь при последовательном использовании формализма Хаузера—Фешбаха, учете эволюции оболочечных эффектов в процессе деления, приводящей к «двугорбой» структуре барьера деления, асимметрий, характерных для седловых конфигураций делящегося ядра, корреляционных взаимодействий нуклонов и коллективных свойств ядер.

Расчеты сечения σ_f приводились в рамках формализма Хаузера — Фешбаха:

$$\sigma_f(E) = \pi \lambda^2 \sum_{I_1} T_{I_1} \sum_J g_J \frac{T_f^{J\pi}}{T_f^{J\pi} + T_v^{J\pi} + \sum_{I_1'} \int_0^E T_{I_1'}^{J\pi}(\epsilon) \rho(U - \epsilon, I^\pi) d\epsilon}, \quad (7.1)$$

где T_{I_1} — нейтронные оптические проницаемости; $T_f^{J\pi}$, $T_v^{J\pi}$ и $T_{I_1'}^{J\pi}$ — проницаемости делительного, радиационного и нейтронного

каналов распада составного ядра соответственно; $\rho(U - \epsilon, I^\pi)$ — плотность уровней остаточного ядра.

Необходимым условием описания сечений реакций, протекающих через стадию образования составного ядра, является корректный расчет сечений его образования σ_c . Известные сферические оптические потенциалы [244—246] в области энергий нейтронов 0,1—6 МэВ приводят к существенно различающимся σ_c при практически одинаковом описании полного сечения. Из-

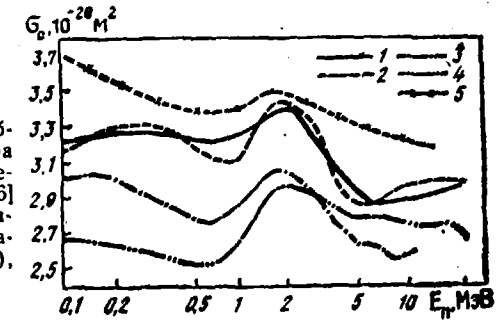


Рис. 7.1. Сравнение сечений образования составного ядра σ_c ^{238}U , рассчитанных (1) с несферическим потенциалом [246] и со сферическими потенциалами из данной работы (2), работы [245] (3); [244] (4), [279] (5)

вестно, что для тяжелых деформированных ядер сечение прямого возбуждения ротационных уровней полосы основного состояния составляет заметную величину. Как следствие энергетические зависимости сечения образования составного ядра в сферической и несферической оптических моделях резко различаются [246] (рис. 7.1). Для воспроизведения энергетической зависимости σ_c , следующей из расчетов с деформированным оптическим потенциалом [246], вариацией двух параметров (действительной части V_R и мнимой части W_D потенциала с поверхностным поглощением) был получен эффективный сферический потенциал, одновременно описывающий и полное сечение σ_c (^{238}U) в области 0,1—20 МэВ. Параметры этого потенциала имеют следующие значения:

$$V_R = 45,036 - 0,3 E, \text{ МэВ}, \quad r_R = 1,256 \cdot 10^{-13} \text{ см},$$

$$a_R = 0,626 \cdot 10^{-13} \text{ см}, \quad W_D = 4,115 + 0,4 E, \text{ МэВ},$$

$$r_D = 1,260 \cdot 10^{-13} \text{ см}, \quad a_D = 0,555 + 0,0045 E, \text{ } 10^{-13} \text{ см},$$

$$V_{SO} = 7,5 \text{ МэВ}.$$

Оценка изотопической зависимости параметров потенциала [246] позволяет пренебречь их изменением от ядра к ядру, поэтому во всех расчетах мы использовали потенциал, полученный для ядра ^{238}U .

В модели «двугорбого» барьера деления [247] деление под действием нейтронов для ядер с $Z > 92$ можно считать процессом, проходящим в два этапа, разделенных во времени, экспериментальным обоснованием чего является отсутствие промежуточных резонансных структур в сечении деления. Каждому из этапов

соответствует седловая конфигурация в области максимумов оболочечной поправки A и B . В результате делительную проницаемость $T_i^{J\pi}$ можно представить в виде

$$T_i^{J\pi} = \frac{T_A^{J\pi} T_B^{J\pi}}{T_A^{J\pi} + T_B^{J\pi}}. \quad (7.2)$$

Делительная проницаемость «горба» $A(B)$ рассчитывалась обычным образом:

$$T_{A(B)}^{J\pi}(E) = \int_0^\infty \rho_{A(B)}(e, J^\pi) P(E, E_{A(B)}, \hbar\omega_{A(B)}, e) de, \quad (7.3)$$

где проницаемость $P(E, E_{A(B)}, \hbar\omega_{A(B)}, e)$ определяется соотношением Хилла — Уиллера [248] при принятой параболической аппроксимации формы «горба»; $E_{A(B)}$ — высота, а $\hbar\omega_{A(B)}$ — кривизна «горба» $A(B)$; E — энергия возбуждения составного ядра; $\rho_{A(B)}(e, J^\pi)$ — плотность уровней сильнодеформированного ядра в седловой конфигурации $A(B)$; e — положение переходного состояния относительно $E_{A(B)}$.

Для расчета плотности уровней делящегося, составного и остаточного ядер использовалась модель, последовательно учитывающая парные корреляции нуклонов сверхпроводящего типа [249], оболочечные неоднородности одночастичного спектра и когерентные эффекты [250]. Оболочечные эффекты в плотности уровней (следствие сгущения и разреживания спектра одночастичных уровней в деформированном потенциале) моделировались введением энергетической зависимости параметра плотности уровней a [250]:

$$a = \bar{a} \left(1 + \delta W \frac{f(U)}{U} \right), \quad (7.4)$$

где \bar{a} — асимптотическое значение параметра a при больших возбуждениях; δW — оболочечная поправка; U — эффективная энергия возбуждения; $f(U)$ — безразмерная функция. Для расчета оболочечных поправок при равновесных деформациях использованы параметры модели жидкой капли [251].

Соотношение, использованное для описания плотности уровней возбужденного ядра [250], учитывает как ротационную структуру полосы уровней вблизи основного состояния, так и формирование новых полос, построенных на возбуждениях типа квазичастица плюс фонон и т. д.:

$$\rho(U, J^\pi) = \rho_{\text{нкч}}(U, J^\pi) K_{\text{rot}}(U, J) K_{\text{vib}}(U), \quad (7.5)$$

где $\rho_{\text{нкч}}(U, J^\pi)$ — плотность квазичастичных возбуждений; K_{rot} и K_{vib} — коэффициенты ротационного и вибрационного увеличения плотности уровней.

В рассматриваемой области возбуждений вполне допустимо адиабатическое приближение при учете ротационного и вибрационного увеличения плотности уровней [252], так же как и

пренебрежение отличием коэффициентов жесткости нагретых и холодных ядер при оценке вибрационного увеличения плотности уровней. Подробное описание соотношений модели, используемой для расчета плотности уровней деформированных ядер, приведено в работе [250]. Выбору параметров этой модели посвящена работа [252], где получена следующая зависимость плотности уровней a от массового числа A :

$$a(B_n) = 0,473A - 1,619 \cdot 10^{-3} A^2. \quad (7.6)$$

Анализ структуры низколежащих ротационных полос актинидов [253] показывает, что в основном состоянии они обладают аксиально- и зеркально-симметричной формой. К таким же результатам приводят и расчеты потенциальной энергии ядра для равновесных деформаций. Подобные расчеты для сильнодеформированных ядер привели, во-первых, к обнаружению резкой зависимости структуры одночастичного спектра от деформации и, во-вторых, к выводу о возможности существования седловых конфигураций, обладающих аксиальной [254] и зеркальной [255] асимметрией. Осциллирующая в зависимости от деформации оболочечная поправка в области седловых деформаций положительна, что соответствует сгущению спектра одночастичных уровней. Следствием этого должно явиться усиление двухчастичного корреляционного взаимодействия в ядре. Как будет показано ниже, описание энергетической зависимости сечения деления весьма критично к увеличению констант, определяющих интенсивность спаривания (в описываемой модели это корреляционная функция Δ_f). Отметим, что подобным образом Δ_f может изменяться и при увеличении площади поверхности делящегося ядра [256].

Значения оболочечных поправок $\delta W_f^A = 2,5$ МэВ и $\delta W_f^B = 0,6$ МэВ были взяты из работы [242]. Эти значения в общем соответствуют результатам микроскопических расчетов, которые довольно слабо зависят от используемого одночастичного спектра и изменяются на 1—2 МэВ при переходе от модели жидкой капли [251] к модели жидкой капельки [257] в расчете гладкой составляющей потенциальной энергии. Удовлетворительное описание экспериментальных данных по Γ_n/Γ_f , полученное в [242], а также поведение экспериментальных значений $\delta W_f^{A(B)}$ [258] представляются достаточным основанием для использования в расчетах указанных значений $\delta W_f^{A(B)}$.

Исследования структуры поверхности потенциальной энергии в зависимости от деформации [259] показали, что в области первого максимума оболочечной поправки A для ядер с $Z \geq 92$ потенциальная энергия имеет минимум для аксиально- и зеркально-асимметричных конфигураций, а в области второго максимума B — для зеркально-асимметричных, но аксиально-симметричных конфигураций. Экспериментальным подтверждением последнего является асимметрия массового распределения осколков деления.

Следствием описанных выше эффектов служит изменение плотности переходных состояний делящегося ядра [260]. Зеркальная асимметрия приводит к удвоению плотности уровней, что связано со снятием вырождения по четности; при аксиальной асимметрии плотность уровней возрастает в $\sqrt{2\pi}\sigma_{||}$ раз, где $\sigma_{||} = \sqrt{F_{||}^{A(B)}t}$ (t — термодинамическая температура, $F_{||}^{A(B)}$ — момент инерции делящегося ядра относительно его оси симметрии). Введение асимметрии седловых конфигураций, как показано в работе [261], весьма слабо сказывается на плотности внутренних возбуждений.

Для оценки перпендикулярных моментов инерции седловых конфигураций $F_{\perp}^{A(B)}$ использовались результаты расчетов [256], проведенных в предположении квадрупольной и слабой гексадекапольной деформации холодного ядра с учетом парных корреляций нуклонов: $F_{\perp}^A = 75\hbar^2 \text{ МэВ}^{-1}$, $F_{\perp}^B = 200\hbar^2 \text{ МэВ}^{-1}$; твердотельный момент инерции F_{\perp}^{TT} сильнодеформированного ядра рассчитывался в соответствии с выражением [256]

$$F_{\perp}^{TT} = \frac{2}{5} m r_0^2 A^{5/3} \frac{1 - \frac{1}{3}\epsilon - \frac{5}{18}\epsilon^2}{\left(1 + \frac{1}{3}\epsilon\right)^{2/3} \left(1 - \frac{2}{3}\epsilon\right)^{4/3}}, \quad (7.7)$$

где ϵ — параметр квадрупольной деформации ($\epsilon_A = 0,6$, $\epsilon_B = 0,8$).

Впервые подобная приведенной выше модель была использована для описания делимости актинидов в реакциях типа (d, pf) , (t, pf) и т. д. в работе [262], где было показано, что учет аксиальной асимметрии ядра в области «горба» A необходим для согласованного описания делимости в области возбуждения от порога до ~ 12 МэВ. Однако сравнительно невысокая точность экспериментальных данных по делимости ($\sim 20\%$) и возможные погрешности в расчете [262] распределения по спинам возбуждаемых в результате прямых реакций состояний не снижают актуальности подтверждения подобных факторов в случае нейтронных реакций, точность измерения сечений деления в которых обычно не хуже $\sim 5\%$.

Анализ экспериментальных данных по сечению деления σ_f изотопов ^{238}Pu — ^{242}Pu , ^{244}Pu и ^{233}U — ^{238}U в области энергий нейтронов 1,0—5,5 МэВ [263—275] позволяет заключить, что собственно «плато» отсутствует у всех ядер, за исключением ^{238}U . Сечения деления изотопов U и Pu, усредненные по области энергий нейтронов $E_n = 3$ —5 МэВ, как показано в работе [276], падают с ростом N . Подобной зависимостью характеризуются и величины σ_f в максимуме (локальном для N -нечетных мишеней) при $E_n = 1,5$ —2 МэВ и вблизи порога реакции (n, n') , причем разность этих сечений $\Delta\sigma_f$, иными словами наклон первого «плато», линейно зависит от N (рис. 7.2). Отметим, что наклон с ростом N у изотопов Pu возрастает, а у изотопов U убывает. Эту простую зависимость разности величин сечения деления в

максимуме и на краю «плато» от массового числа A можно использовать при предсказании энергетической зависимости σ_f для слабо изученных ядер. В работе [277] этому эффекту дается следующее объяснение: вследствие слабой энергетической зависимости сечения образования составного ядра зависимости $\sigma_f(E)$ определяется отношением Γ_n/Γ_f , энергетическая зависимость которого скоррелирована с абсолютной величиной Γ_n/Γ_f .

Критерием качества описания σ_f наряду с восстановлением его энергетической зависимости должно быть согласие извлекаемых характеристик делящегося ядра с данными микроскопических расчетов и независимых экспериментов, например по измерению анизотропии осколков деления. Результаты расчетов показывают, что параметры барьера деления весьма чувствительны к выбору оптического потенциала (рис. 7.3). Однако в предположении аксиальной симметрии седловых конфигураций делящегося ядра при любом σ_c вариацией барьеров деления и

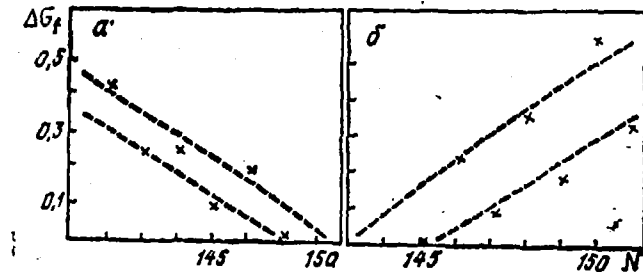


Рис. 7.2. Зависимость наклона $\Delta\sigma_f$ первого «плато» от числа нейтронов N в составном ядре: а — для изотопов U; б — для изотопов Pu

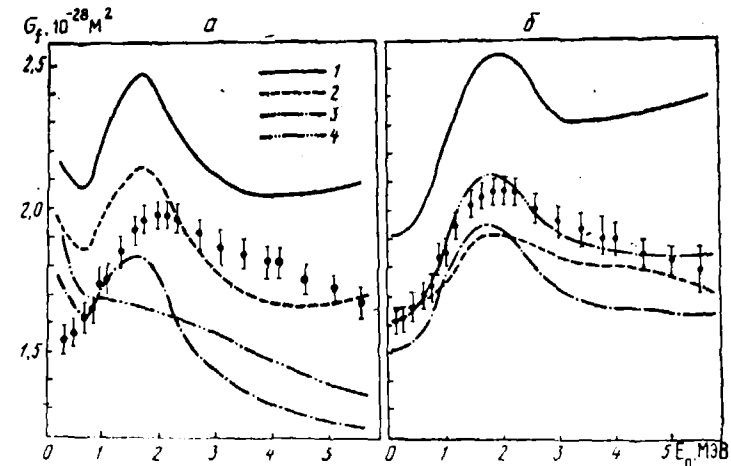


Рис. 7.3. Сравнение экспериментального и расчетных сечений деления ^{239}Pu : а — расчеты для аксиально-симметричных конфигураций; б — для асимметричных конфигураций (точки — данные работы [270]); 1 — кривые $\Delta_1 = \Delta_0 = 12/\sqrt{A}$; 2 — $\Delta_1 = \Delta_0 + 0,05$ МэВ (а); $\Delta_1 = \Delta_0 + 0,07$ МэВ (б); 3 — $\Delta_1 = \Delta_0 + 0,1$ МэВ; 4 — оптический потенциал [279]; $\Delta_1 = \Delta_0 + 0,1$ МэВ

корреляционной функции не удастся воспроизвести энергетическую зависимость σ_f : анализ чувствительности σ_f при аксиально-симметричных седловых конфигурациях к изменению параметров «горбов» показывает, что изменение E_B приводит к практически параллельному сдвигу кривой σ_f ($\Delta E_B = 0,2$ МэВ соответствует $\Delta \sigma_f = 0,05 \cdot 10^{-28}$ м²), чувствительность же к E_A приблизительно в 4 раза выше, с ростом энергии возбуждения она

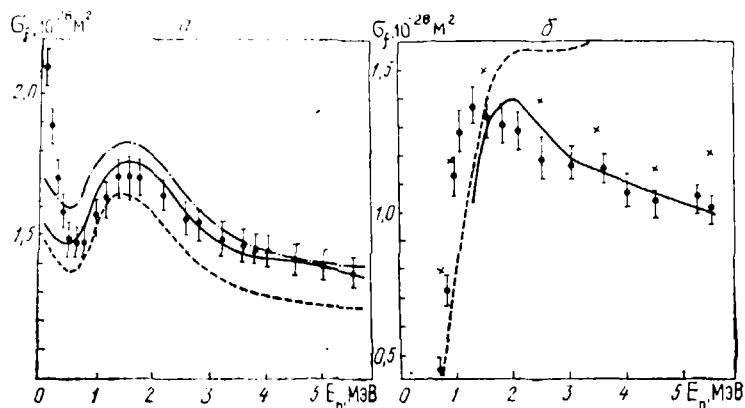


Рис. 7.4. Сравнение экспериментальных и расчетных сечений деления ^{241}Pu (а) и ^{244}Pu (б). Точки — экспериментальные данные работ [272] (а) и [275] (б); а — сплошная и штрихпунктирная кривая $\Delta E_B = 0,2$ МэВ; б — сплошная и штриховая $\Delta E_A = 0,1$ МэВ

несколько падает. Описание σ_f (^{239}Pu) в области «плато» в среднем (при симметричных седловых конфигурациях) имеет место при $E_A = 5,25$ МэВ и $E_B = 4,7$ МэВ, соответствующих результатам микроскопических расчетов [278].

Учет полной асимметрии седловой конфигурации в области «горба» А и зеркальной асимметрии седловой конфигурации в области «горба» В без изменения параметров плотности уровней в делительном канале также не позволяет описать энергетическую зависимость σ_f . Вариация E_A существенна лишь в области энергий нейтронов $E_n \leq 2$ МэВ, изменение E_B и в этом случае приводит к параллельному сдвигу кривой σ_f . Примечательно, что для всех ядер $\Delta E_B = 0,1$ МэВ соответствует $\Delta \sigma_f \approx 0,2 \cdot 10^{-28}$ м². Зависимость σ_f от кривизны «горбов» $\hbar\omega_A$ и $\hbar\omega_B$ существенна только в околороговой области, с ростом энергии возбуждения она быстро исчезает. При энергиях нейтронов $E_n \leq 2$ МэВ чувствительность σ_f к E_A и E_B различается не более чем в ~ 2 раза, а при $E_n \approx 5$ МэВ уже в ~ 4 раза (рис. 7.4).

Чувствительность σ_f к параметрам барьера не зависит от используемого в расчетах оптического потенциала и четности ядра-мишени. Анализ чувствительности σ_f к параметрам барьера деления и плотности переходных состояний, проведенный для изотопов U и Pu, показывает, что для описания энергетической зависимости σ_f важным является увеличение корреляцион-

ной функции Δ_f переходного состояния делящегося ядра, а абсолютная величина этого увеличения существенно зависит от используемого оптического потенциала. Так, в случае сферического оптического потенциала [279] $\delta \Delta_f = 0,1$ МэВ, а при использовании эффективного оптического потенциала данной работы $\delta \Delta_f = 0,07$ МэВ. Такое же превышение Δ_f над $\Delta_0 = 12/\sqrt{A}$ получено в работе [280] в результате анализа угловой анизотропии осколков деления доактинидных ядер.

Исследование чувствительности σ_f к Δ_f для четных и нечетных мишеней U и Pu показывает, что для N -нечетных мишеней она в 1,5 раза выше, чем для N -четных. Следовательно, зависимость σ_f от Δ_f связана главным образом с изменением температуры ядра в переходном состоянии, поскольку в случае N -четных мишеней Δ_f входит не только в энергию конденсации, но и в эффективную энергию возбуждения как четно-нечетный сдвиг. Отметим, что чувствительность σ_f к Δ_f не зависит от соотношения «горбов» E_A и E_B .

Можно предположить, что достичь соответствия энергетических зависимостей расчетного и экспериментального σ_f можно изменением оболочечной поправки $\delta W_f^{A(B)}$ в седловой точке; однако к $\delta W_f^{A(B)}$ σ_f чувствительно гораздо слабее, чем к Δ_f ; иными словами, для эквивалентного изменения σ_f ($E_n = 5,5$ МэВ) при $\delta \Delta_f = 0,025$ МэВ следует изменить знак δW_f^B .

На рис. 7.3 и 7.4 приведено описание σ_f ^{239}Pu , ^{241}Pu и ^{244}Pu ; такое же описание получено и для остальных изотопов U и Pu. Расчеты энергетической зависимости σ_f позволяют оценить неопределенность экспериментальных параметров барьера и корреляционных функций: $\delta E_A \leq 0,15$ МэВ, $\delta E_B \leq 0,1$ МэВ, $\delta \hbar\omega_{A(B)} \leq 0,2$ МэВ, $\delta \Delta_f \approx 0,03$ МэВ.

Спад σ_f в области «плато» описывается увеличением корреляционной функции Δ_f , причем у изотопов Pu оно тем больше, чем сильнее наклон первого «плато». Отметим, что увеличение Δ_f непосредственно связано с соотношением параметров плотности уровней \bar{a} в делящемся и остаточном ядрах. В качестве \bar{a} мы использовали значения, полученные исходя из параметров плотности уровней $a(B_n)$, описывающих плотность нейтронных резонансов [252]. Именно с этим связана необходимость аномального увеличения при описании σ_f (^{244}Pu) с использованием \bar{a} (^{245}Pu), подогнанного к плотности нейтронных резонансов (рис. 7.4, б, штриховая кривая), которая, как показано в [252], завышена приблизительно в 3 раза. Если $a(^{245}\text{Pu})$ рассчитать в соответствии с соотношением (7.5), аномалия исчезает (рис. 7.4, б, сплошная кривая).

В случае изотопов U разброс значений Δ_f не позволяет выявить зависимость $\Delta_f(N)$. Обнаруженная тенденция увеличения Δ_f с ростом N для изотопов Pu может стать более явной (так же, как и для изотопов U), если использовать, во-первых, в качестве $\bar{a}_{f(n)}$ квазиклассическое асимптотическое значение параметра плотности уровней и, во-вторых, экспериментальные значения оболочечных поправок $\delta W_f^{A(B)}$, полученные при расчете

жидкокапельных составляющих барьера по модели жидкой капли [257], которые меняются на 1,5—2 МэВ при $\Delta N=10$ [258]. Применяемые в данной работе значения $\delta W_{1(B)}$ соответствуют расчёту гладкой составляющей барьера деления по модели жидкой капли [251]; в этом случае зависимость от N существенно слабее. Неопределенности, связанные с учетом влияния аксиально- и зеркально-асимметричных деформаций на гладкую составляющую барьера деления [281], не позволяют строго обосновать выбор модели.

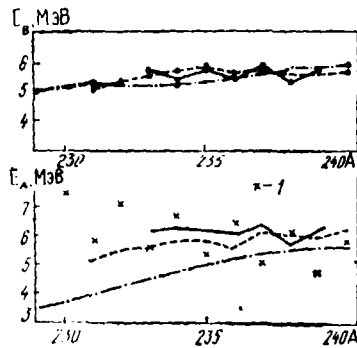


Рис. 7.5. Сравнение микроскопических барьеров деления [259] (штрихпунктирная кривая) с экспериментальными, полученными в данной работе (сплошная кривая) и [261] (штриховая) для изотопов U; 1 — энергия отрыва нейтрона

Сравнение барьеров деления актинидов, полученных из разных источников, представляет большой интерес.

На рис. 7.5 и 7.6 приведены барьеры E_A и E_B для U и Pu, полученные в данной работе, из описания дельностей в прямых реакциях [261] и микроскопических расчетов [259] с учетом аксиальной асимметрии ядра в области «горба» А. Как видно из рисунков, полученные нами значения E_A и E_B вполне приемлемо согласуются с данными [261]: $\Delta E_{A(B)} < 0,3$ МэВ, только в случае реакции ^{237}U (n, f) $\Delta E_B \approx 0,45$ МэВ, что обусловлено низкой точностью измерений $\sigma_{f, (n, f)}$ (^{237}U), выполненных при ядерном взрыве [267] (рис. 7.7). Отличия между нашими параметрами барьера деления E_A и E_B и данными [261] могут быть обусловлены тем, что для расчета плотности уровней всех ядер в [261] использовалась схема одночастичных уровней ^{240}Pu . Это предположение, мотивированное в основном трудностями вычислительного характера, равносильно отказу от учета индивидуаль-

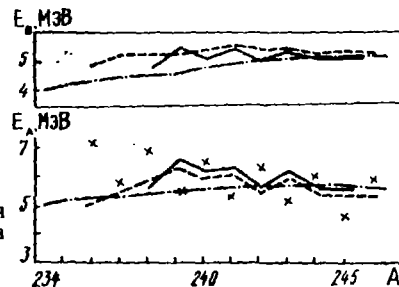


Рис. 7.6. Сравнение барьеров деления для Pu. Обозначения те же, что и на рис. 7.5.

ных особенностей ядер, проявляющихся в наблюдаемой плотности нейтронных резонансов. Далее, следует иметь в виду, что в [261] для изотопов с $Z \geq 92$ в области «горба» В для описания дельности при энергии возбуждения 8—12 МэВ введен «горб» B' , соответствующий аксиально-асимметричной, но зеркально-симметричной конфигурации, причем $E_{B'} - E_B \approx 0,5$ МэВ. Наиболее отчетливо необходимость введения такого «горба» проявилась при описании дельности в реакции ^{238}U (γ, f) при энергиях возбуждения 5—12 МэВ. Этот эффект получил качест-

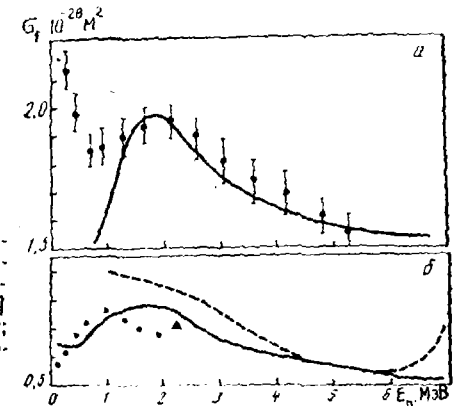


Рис. 7.7. Сравнение экспериментальных и расчетных сечений деления для ^{233}U (а) и ^{237}U (б). Точки — данные [263] (а) и [267] (б); сплошная кривая — расчет; ▲ — систематика [276]; штриховая кривая — [261]

венное подтверждение в расчетах формы поверхности потенциальной энергии ядра в области второго максимума оболочечной поправки для ^{238}U [282]. Как показано в работе [283], подобный эффект возможен и в случае деления составного ядра ^{234}U . В случае описания дельностей в реакциях типа (d, pf) [261] «горб» B' позволяет избежать аномального понижения высоты второго «горба» В и сделать зависимость $E_B(A)$ более плавной. Отметим, что деление через зеркально-симметричную конфигурацию было обнаружено в реакции ^{226}Ra ($^3\text{He}, f$) ^{226}Ac [284], где в массовом распределении обнаружена симметричная компонента, соответствующая более высокому «горбу» B' . Подобные экспериментальные подтверждения для делящихся ядер ^{234}U и ^{238}U отсутствуют.

Данные микроскопических расчетов E_A и E_B [259], гладкая компонента барьера деления в которых получена по модели жидкой капли, в общем не согласуются с экспериментальными значениями E_A и E_B , хотя различие не превышает 1—1,1 МэВ. Согласно теоретическим и экспериментальным значениям E_B как для изотопов U, так и для изотопов Pu при этом лучше, чем величин E_A . Однако учет зеркальной асимметрии седловой конфигурации В приводит к уменьшению E_B [259], и различие теоретических и экспериментальных значений E_B возрастает до ~1—1,5 МэВ. Причина этих различий до конца не ясна. Обращает на себя внимание слишком резкое понижение $E_A^{\text{теор}}$ с уменьшением числа нейтронов N , а также соотношение B_n и $E_A(E_B)$

для изотопов с малым N , прямые экспериментальные измерения σ_f для которых отсутствуют: $E_{A(B)} < B_n$ независимо от четности числа нуклонов. Является ли, например, ядро ^{232}U сильнодеформируемым, можно было бы выяснить, определив E_A и E_B по второму «плато» σ_f (^{233}U).

На рис. 7.8 представлена зависимость $(E_A - E_B)$ от массового числа A для изотопов U и Pu. В случае изотопов Pu характер зависимости $(E_A - E_B)$ от A совпадает для параметров, приведенных в [259, 261] и полученных в данной работе, исключение составляют изотопы с $N \leq 145$. Для изотопов U расхождение между результатами [259], с одной стороны, и данными [261] и настоящей работы, с другой стороны, довольно велики, так как $E_A^{\text{теор}} < E_B^{\text{теор}}$.

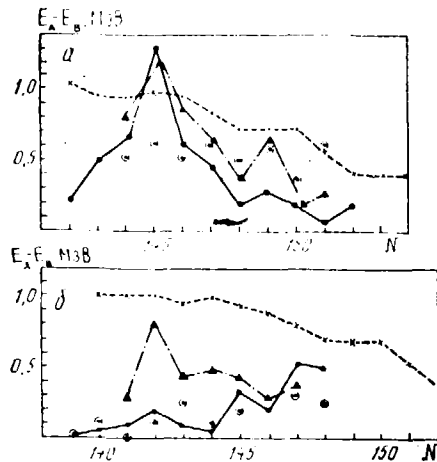


Рис. 7.8. Зависимость $(E_A - E_B)$ от числа нейтронов для изотопов U (б) и Pu (а); сплошная кривая — данные [261]; штриховая — [259]; штрихпунктирная — результаты данной работы

Спад $(E_A - E_B)$ с ростом N для изотопов Pu можно связать с уменьшением значения сечения на «плато». Для изотопов U такой спад не отмечается, однако аномальное значение $(E_A - E_B)$ для ^{234}U может служить свидетельством в пользу сложной структуры барьера деления в области второго максимума оболочечной поправки, хотя для описания энергетической зависимости σ_f (^{233}U), так же как и σ_f (^{237}U), при $E_n = 1,0 - 5,5$ МэВ нет необходимости в дополнительном усложнении структуры барьера деления (введении «горба» B) (рис. 7.8).

Таким образом, последовательный учет коллективных, сверхтекучих и оболочечных эффектов в плотности уровней в нейтронном и делительном каналах позволил воспроизвести энергетическую зависимость экспериментальных сечений деления изотопов U и Pu в области первого «плато». На примере нейтронных реакций показана необходимость учета деформаций, нарушающих аксиальную и зеркальную симметрию делящегося ядра в седловых конфигурациях.

Согласие полученных параметров барьера деления изотопов U и Pu с данными анализа делимости ядер в реакциях с легкими заряженными частицами подтверждают наличие разногласий между теоретическими и экспериментальными барьерами деления как по абсолютной величине, так и по зависимости от числа нейтронов.

7.2. РАСЧЕТ СЕЧЕНИЯ РЕАКЦИИ ТИПА (n, xn) И СПЕКТРОВ ВТОРИЧНЫХ НЕЙТРОНОВ

Для описания сечений деления и реакции (n, xn) использовалась статистическая модель, учитывающая законы сохранения углового момента и четности на всех этапах распада ядра [285]. Наряду с компаундным механизмом распада в модели принималось во внимание также предравновесное испарение нейтронов [286]. Необходимые для расчетов коэффициенты прилипания нейтронов были получены на основе обобщенной оптической модели, хорошо описывающей всю совокупность экспериментальных данных по полным нейтронным сечениям, а также по дифференциальным сечениям упругого и неупруго-

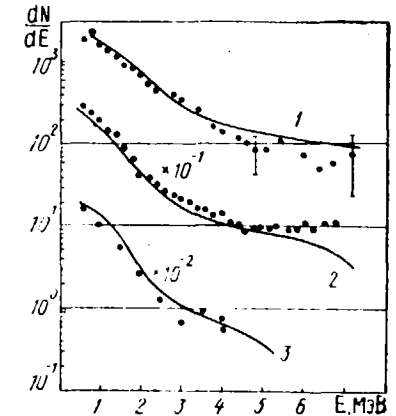


Рис. 7.9. Спектры неупругого рассеяния нейтронов ядром ^{238}U : 1 — $E_n = 14$ МэВ; 2 — 9 МэВ; 3 — 6 МэВ. Точки — экспериментальные данные [287]

го рассеяния нейтронов на низколежащих уровнях ротационной полосы [246]. Для вычисления плотности уровней нейтронного и делительного каналов распада использовались соотношения сверхтекучей модели ядра с учетом оболочечных и коллективных эффектов [250]. Требуемые параметры плотности уровней, а также барьеры деления ядер были получены из анализа сечений реакции (n, f) в области первого «плато».

Так, наиболее полная экспериментальная информация о спектрах неупругого рассеяния нейтронов и функциях возбуждения реакций $(n, 2n)$ и $(n, 3n)$ имеется лишь для ядра ^{238}U , в связи с чем описание этих данных целесообразно обсудить в первую очередь. На рис. 7.9 показаны результаты расчетов спектров неупругого рассеяния нейтронов с различной начальной

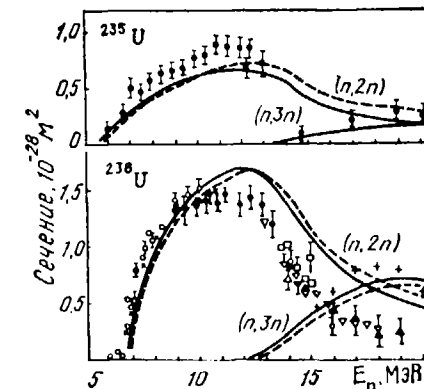


Рис. 7.10. Функции возбуждения реакций $(n, 2n)$ и $(n, 3n)$. Сплошные кривые — расчеты с параметром $K=200$ МэВ; штриховые — с $K=150$ МэВ

Таблица 7.1. Оцененные данные по сечению неупругого рассеяния ^{235}U

E, МэВ	Энергия уровней E_q , кэВ										
	Прямое возбуждение, 10^{-22} м ²			Модель составного ядра, 10^{-22} м ²							
	46,21	103,03	170,73	0,073	13,01	46,21	51,69	81,77	103,03	129,29	150,30
0,035	0,0000	0,0000	0,0000	0,0002	0,0218						
0,045	0,0000	0,0000	0,0000	0,0005	0,0395						
0,075	0,0030	0,0000	0,0000	0,0021	0,0740	0,1053	0,0906				
0,102	0,0080	0,0000	0,0000	0,0035	0,0794	0,1662	0,1278	0,0841			
0,125	0,0198	0,0000	0,0000	0,0065	0,0909	0,2381	0,1637	0,1420	0,0200		
0,150	0,0330	0,0000	0,0000	0,0077	0,0835	0,2592	0,1603	0,1568	0,0469	0,0466	
0,170	0,0420	0,0000	0,0000	0,0084	0,0766	0,2583	0,1517	0,1556	0,0623	0,0617	0,0459
0,195	0,0505	0,0100	0,0000	0,0092	0,0709	0,2571	0,1424	0,1519	0,0775	0,0719	0,0644
0,220	0,0600	0,0140	0,0000	0,0105	0,0691	0,2638	0,1395	0,1531	0,0913	0,0804	0,0767
0,250	0,0705	0,0170	0,0000	0,0118	0,0671	0,2654	0,1351	0,1512	0,1025	0,0865	0,0852
0,290	0,0800	0,0195	0,0000	0,0135	0,0652	0,2656	0,1297	0,1480	0,1134	0,0909	0,0922
0,330	0,0885	0,0225	0,0012	0,0151	0,0639	0,2604	0,1246	0,1438	0,1183	0,0928	0,0952
0,365	0,0960	0,0253	0,0014	0,0162	0,0627	0,2555	0,1202	0,1401	0,1215	0,0930	0,0968

E, МэВ	Энергия уровней E_q , кэВ										
	Модель составного ядра										
	170,73	171,36	197,13	225,39	291,10	294,68	332,81	367,03	393,20	414,73	429,71
0,035											
0,045											
0,075											
0,102											
0,125											
0,150											
0,170											
0,195	0,0043	0,0452									
0,220											
0,250											
0,290											
0,330											
0,365											
0,220	0,0098	0,0647	0,0151								
0,250	0,0158	0,0788	0,0232	0,0304							
0,290	0,0226	0,0904	0,0307	0,0493							
0,330	0,0271	0,0969	0,0354	0,0597	0,0124	0,0117					
0,365	0,0305	0,1001	0,0388	0,0664	0,0181	0,0174	0,0200				

E, МэВ	46,21	103,03	170,73	0,073	13,01	46,21	51,69	81,77	103,03	129,29	150,30
0,390	0,1005	0,0265	0,0020	0,0168	0,0616	0,2486	0,1164	0,1361	0,1217	0,0920	0,0964
0,414	0,1041	0,0277	0,0021	0,0173	0,0605	0,2435	0,1133	0,1330	0,1220	0,0912	0,0962
0,425	0,1060	0,0285	0,0023	0,0174	0,0599	0,2397	0,1117	0,1311	0,1211	0,0905	0,0955
0,460	0,1120	0,0320	0,0030	0,0180	0,0584	0,2315	0,1073	0,1265	0,1206	0,0887	0,0946
0,480	0,1160	0,0330	0,0036	0,0182	0,0575	0,2254	0,1044	0,1233	0,1193	0,0872	0,0933
0,500	0,1180	0,0340	0,0040	0,0185	0,0568	0,2204	0,1021	0,1206	0,1185	0,0861	0,0923
0,550	0,1260	0,0370	0,0046	0,0187	0,0538	0,2044	0,0946	0,1117	0,1139	0,0812	0,0876
0,600	0,1300	0,0400	0,0052	0,0184	0,0502	0,1858	0,0861	0,1013	0,1070	0,0755	0,0811
0,650	0,1380	0,0430	0,0056	0,0182	0,0494	0,1794	0,0830	0,0973	0,1063	0,0730	0,0791
0,700	0,1430	0,0460	0,0061	0,0180	0,0462	0,1675	0,0765	0,0902	0,1025	0,0680	0,0747
0,750	0,1490	0,0490	0,0070	0,0178	0,0433	0,1549	0,0705	0,0832	0,0981	0,0632	0,0701
0,800	0,1540	0,0520	0,0080	0,0174	0,0400	0,1421	0,0643	0,0761	0,0930	0,0580	0,0652
0,850	0,1600	0,0540	0,0090	0,0162	0,0363	0,1280	0,0578	0,0684	0,0864	0,0524	0,0594
0,900	0,1640	0,0570	0,0100	0,0155	0,0340	0,1186	0,0534	0,0632	0,0824	0,0486	0,0555
0,950	0,1700	0,0600	0,0110	0,0145	0,0311	0,1075	0,0482	0,0570	0,0765	0,0441	0,0506
1,00	0,1740	0,0620	0,0120	0,0136	0,0288	0,0985	0,0440	0,0519	0,0718	0,0404	0,0465
1,20	0,2060	0,0760	0,0160	0,0107	0,0215	0,0728	0,0315	0,0368	0,0572	0,0293	0,0340

E, МэВ	170,73	171,36	197,13	225,39	291,10	294,68	332,81	367,03	393,20	414,73	429,71	$\sigma_{\text{непр}}$
0,390	0,0323	0,1004	0,0405	0,0692	0,0214	0,0207	0,0258	0,0186				
0,414	0,0339	0,1008	0,0419	0,0715	0,0211	0,0235	0,0309	0,0267	0,0043			
0,425	0,0343	0,1004	0,0423	0,0719	0,0251	0,0245	0,0328	0,0297	0,0060	0,0093		
0,460	0,0363	0,0997	0,0439	0,0739	0,0284	0,0278	0,0379	0,0379	0,0094	0,0194	0,0138	0,0050
0,480	0,0370	0,0986	0,0444	0,0742	0,0298	0,0292	0,0401	0,0413	0,0111	0,0236	0,0178	0,0317
0,500	0,0379	0,0976	0,0450	0,0745	0,0311	0,0306	0,0420	0,0443	0,0126	0,0273	0,0212	0,0546
0,550	0,0392	0,0928	0,0451	0,0729	0,0331	0,0327	0,0446	0,0489	0,0155	0,0337	0,0272	0,1158
0,600	0,0395	0,0859	0,0436	0,0690	0,0335	0,0331	0,0449	0,0501	0,0173	0,0369	0,0300	0,2066

Продолжение табл. 7.1

	171,73	171,36	197,13	225,39	291,10	294,68	332,81	367,03	393,20	414,73	426,71	$\sigma_{\text{непр}}$
0,650	0,0418	0,0838	0,0434	0,0685	0,0351	0,0348	0,0465	0,0527	0,0194	0,0404	0,0339	0,2584
0,700	0,0429	0,0786	0,0433	0,0656	0,0353	0,0350	0,0455	0,0524	0,0200	0,0416	0,0348	0,3223
0,750	0,0436	0,0733	0,0422	0,0623	0,0351	0,0348	0,0439	0,0510	0,0202	0,0418	0,0347	0,4310
0,800	0,0439	0,0677	0,0405	0,0585	0,0343	0,0340	0,0415	0,0488	0,0199	0,0410	0,0338	0,5500
0,850	0,0436	0,0612	0,0380	0,0537	0,0326	0,0324	0,0384	0,0454	0,0190	0,0390	0,0320	0,6828
0,900	0,0430	0,0569	0,0366	0,0505	0,0317	0,0315	0,0364	0,0431	0,0185	0,0377	0,0308	0,7741
0,950	0,0417	0,0516	0,0341	0,0463	0,0298	0,0297	0,0336	0,0399	0,0176	0,0353	0,0288	0,8681
1,00	0,0407	0,0472	0,0321	0,0426	0,0283	0,0281	0,0312	0,0370	0,0168	0,0331	0,0271	0,9763
1,20	0,0366	0,0339	0,0253	0,0316	0,0228	0,0227	0,0236	0,0278	0,0137	0,0258	0,0211	1,3693
E, МэВ	46,21	103,03	170,73	0,073	13,01	46,21	51,69	81,77	103,03	129,29	150,50	
1,40	0,2450	0,0900	0,0200	0,0078	0,0153	0,0519	0,0219	0,0253	0,0427	0,0206	0,0239	0,0239
1,60	0,2760	0,1020	0,0240	0,0056	0,0108	0,0361	0,0152	0,0175	0,0305	0,0144	0,0167	0,0167
1,80	0,2900	0,1100	0,0280	0,0038	0,0073	0,0237	0,0102	0,0116	0,0203	0,0098	0,0112	0,0112
2,00	0,2940	0,1150	0,0300	0,0027	0,0051	0,0161	0,0070	0,0081	0,0139	0,0068	0,0079	0,0079
2,20	0,2930	0,1160	0,0310	0,0017	0,0032	0,0095	0,0044	0,0050	0,0083	0,0042	0,0049	0,0049
2,40	0,2900	0,1160	0,0320	0,0012	0,0022	0,0062	0,0030	0,0034	0,0054	0,0029	0,0034	0,0034
2,60	0,2840	0,1150	0,0330	0,0008	0,0015	0,0039	0,0020	0,0022	0,0034	0,0019	0,0022	0,0022
2,80	0,2770	0,1120	0,0335	0,0005	0,0010	0,0023	0,0013	0,0015	0,0021	0,0013	0,0015	0,0015
3,00	0,2700	0,1090	0,0340	0,0003	0,0007	0,0015	0,0009	0,0010	0,0013	0,0009	0,0010	0,0010
3,20	0,2620	0,1060	0,0345	0,0002	0,0004	0,0009	0,0005	0,0006	0,0008	0,0005	0,0006	0,0006
3,40	0,2560	0,1040	0,0340	0,0001	0,0003	0,0006	0,0003	0,0004	0,0005	0,0003	0,0003	0,0004
3,60	0,2500	0,1020	0,0330	0,0001	0,0002	0,0004	0,0002	0,0003	0,0003	0,0002	0,0003	0,0003
3,80	0,2440	0,0980	0,0325	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000
4,00	0,2400	0,0970	0,0320	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000
E, МэВ	170,73	171,36	197,13	225,39	291,10	294,68	332,81	367,03	393,20	414,73	426,71	$\sigma_{\text{непр}}$
1,40	0,0294	0,0237	0,0187	0,0225	0,0171	0,0171	0,0172	0,0200	0,0106	0,0189	0,0181	1,6623
1,60	0,0219	0,0165	0,0135	0,0159	0,0125	0,0125	0,0124	0,0143	0,0080	0,0137	0,0115	1,8335
1,80	0,0150	0,0111	0,0092	0,0108	0,0087	0,0087	0,0087	0,0099	0,0058	0,0096	0,0081	1,9095
2,00	0,0105	0,0078	0,0066	0,0076	0,0063	0,0063	0,0062	0,0070	0,0042	0,0069	0,0058	1,9242
2,20	0,0063	0,0048	0,0041	0,0047	0,0040	0,0040	0,0039	0,0044	0,0027	0,0044	0,0037	1,9178
2,40	0,0042	0,0033	0,0028	0,0033	0,0027	0,0027	0,0027	0,0031	0,0019	0,0030	0,0026	1,8850
2,60	0,0026	0,0022	0,0019	0,0021	0,0018	0,0018	0,0018	0,0020	0,0013	0,0020	0,0018	1,8528
2,80	0,0017	0,0015	0,0013	0,0014	0,0012	0,0012	0,0012	0,0014	0,0009	0,0014	0,0012	1,8216
3,00	0,0011	0,0010	0,0009	0,0009	0,0009	0,0009	0,0009	0,0009	0,0006	0,0009	0,0009	1,8105
3,20	0,0006	0,0006	0,0005	0,0006	0,0005	0,0005	0,0005	0,0006	0,0004	0,0005	0,0005	1,7852
3,40	0,0004	0,0004	0,0003	0,0004	0,0003	0,0003	0,0003	0,0004	0,0002	0,0004	0,0003	1,7764
3,60	0,0003	0,0003	0,0002	0,0003	0,0002	0,0002	0,0002	0,0002	0,0002	0,0003	0,0002	1,7764
3,80	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	1,8105
4,00	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	1,8410

Продолжение табл. 7.1

E, МэВ	Энергия уровней, кэВ		E, МэВ	Энергия уровней, кэВ	
	10 ³ ·03			170,73	
	46,21	103,03		46,21	103,03
4,5	0,230	0,093	11,5	0,131	0,057
5,0	0,220	0,088	12,0	0,129	0,056
5,5	0,210	0,084	12,5	0,128	0,055
6,0	0,200	0,080	13,0	0,127	0,054
6,5	0,185	0,076	13,5	0,127	0,053
7,0	0,176	0,073	14,0	0,126	0,052
7,5	0,167	0,070	14,5	0,125	0,052
8,0	0,159	0,067	15,0	0,124	0,051
8,5	0,155	0,065	16,0	0,123	0,051
9,0	0,151	0,063	17,0	0,122	0,050
9,5	0,145	0,061	18,0	0,121	0,050
10,0	0,139	0,060	19,0	0,119	0,049
10,5	0,136	0,059	20,0	0,118	0,049
11,0	0,133	0,058			

энергией. Экспериментальные спектры были получены путем вычитания из наблюдаемых полных нейтронных спектров [287] спектров нейтронов деления, вычисленных согласно аппроксимации Террела [288]. Из условий оптимального описания жесткой части спектров была определена величина основного параметра модели предравновесного распада $K=200$, характеризующего время жизни начальных квазичастичных возбуждений ядра. При этом значении параметра K интегральный вклад предравновесного испарения в распад материнского ядра составляет 14, 27 и 52% для указанных выше энергий налетающего нейтрона. Такая оценка вклада предравновесных процессов значительно ниже оценок, полученных при описании наблюдаемых спектров в рамках модели ферми-газа [285, 287]. Это расхождение показывает существенное влияние используемых в анализе представлений о плотности уровней на решение вопроса о роли процессов предравновесного и равновесного распада ядер.

Результаты расчетов функций возбуждения реакций $(n, 2n)$ и $(n, 3n)$ показаны на рис. 7.10. Расчеты сечений реакции $(n, 2n)$ достаточно хорошо воспроизводят экспериментальные данные в области энергий нейтронов до 10 МэВ, но при более высоких энергиях для изотопа ^{238}U расчетные кривые проходят выше экспериментальных точек. Аналогичные расхождения статистических расчетов с экспериментом проявляются также для реакции ^{237}Np $(n, 2n)$ [289]. Эти расхождения частично можно устранить, если учесть ослабление коэффициентов коллективного увеличения плотности уровней с ростом энергии возбуждения ядра [290]. Оцененные данные по сечению неупругого рассеяния приведены в табл. 7.1.

Здесь приведены значения сечений неупругого рассеяния при прямом возбуждении уровней, а также протекающего через стадию образования составного ядра. Данные были получены для 19 уровней в области энергии до 426,71 кэВ. Сечение возбуждения первого уровня (73 эВ) мало ввиду его высокого спина. При прямом процессе существенно возбуждение лишь 3 уровней — 46,21; 103,03 и 170,66 кэВ. Максимальное значение $\sigma_{\text{нл}}$ при прямом возбуждении имеет место при энергии 2,4 МэВ, где вклад от компаунд-процесса становится пренебрежимо мал, и к энергии 20 МэВ спадает лишь в 2 раза. К сожалению, имеющаяся незначительная экспериментальная информация по сечению неупругого рассеяния для ^{235}U не позволяет судить о надежности расчетных данных.

Таким образом, при совместном анализе сечений деления и функций возбуждения реакции (n, xn) в актиидах проявляются те же закономерности изменения коэффициентов ротационного увеличения плотности уровней, что и в высокоэнергетической делимости доактиидных ядер. К сожалению, в настоящее время теория лишь качественно объясняет эти закономерности, но не дает надежных количественных предсказаний энергетической зависимости соответствующих коэффициентов. В то же время феноменологическое определение таких коэффициентов сталкивается с трудностями однозначного разделения влияния на де-

лимость ядер изменений плотности уровней и вклада предравновесного (некомпаундного) распада. Для преодоления этих трудностей очень важно получить более надежную экспериментальную информацию о жесткой части спектров неупругого рассеяния нейтронов с энергиями выше 10 МэВ. В неделящихся ядрах форма жесткой компоненты спектров существенно отличается от предсказанной модели предравновесного распада, и ее удается описать лишь при строгом учете спектров прямых переходов [291]. В актинидах интегральный вклад прямых переходов должен быть подобным, и учет различий формы спектра прямых переходов от спектров предравновесного испарения нейтронов должен улучшить описание наблюдаемых функций возбуждения реакции (n, xn) без каких-либо заметных изменений описания сечения деления ядер.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кравцов В. А. Массы атомов и энергии связи ядер.— М.: Атомиздат, 1974.—344 с.
2. Howerton R. T. Thresholds of Nuclear Reactions Induced by Neutrons, Photons, Deutrons, Tritons and Alpha Particles.— UCRL-50400, TID-4500, UC-34, 1970, v. 9.— 304 p.
3. Rickey F. A., Surney E. T., Britt H. C. Level Scheme of ^{235}U and Distribution of Single-Particle Strength in its Excited States.— Phys. Rev. C., 1972, v. 5, p. 2072—2095.
4. Vaninbrouck R., Lorenz A. Actinide Half-Lives.— In: Nuclear Data Standards for Nuclear Measurements, Techn. Report Series N 227. Vienna: IAEA, 1983, p. 69—70.
5. Оценка ядерных констант для ^{235}U в области энергий нейтронов 10^{-4} эВ—15 МэВ/В. А. Коньшин, Г. В. Анципов, Г. Б. Мороговский и др.— Тр. 3-й Всесоюзн. конф. по нейтронной физике. Киев, 1975; В кн.: Нейтронная физика. М., 1975, ч. 2, с. 43—47.
6. Stehn T. R., Divadeenam M. and Holden N. E. Evaluation of the Thermal Neutron Constants for ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu and ^{241}Pu .— In: Proc. of the Conf. on Nuclear Data for Science and Technology (Antwerp, 1982), D. Reidel Publ. Company, GEEL, Belgium, 1983, p. 685—688.
7. Lemmel H. D. Thermal Parameters for ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu .— In: Nuclear Data Standards for Nuclear Measurements, Techn. Rep. Series N 227. Vienna; IAEA, 1983, p. 71—73.
8. Axton E. J. Evaluation of the Thermal Neutron Constants of ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu and ^{241}Pu and the Fission Neutron Yield of ^{252}Cf .— Report CBNM/Ph/1/83. Central Bureau for Nuclear Measurements, GEEL, Belgium, 1983.— 64 p.
9. Lemmel H. D. The Third IAEA Evaluation of the 2200 m/s and 20 °C Maxwellian Neutron Data for ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu and ^{241}Pu .— Proc. Conf. on Nuclear Cross Sections and Technology, Washington, 1975. NBS Special Public., 1975, v. 1, p. 286—292.
10. Derrien H. Working Group on Fissile Isotopes.— In: Proc. of the IAEA Consultants Meeting on Uranium and Plutonium Isotope Resonance Parameters.— Vienna, Austria, 1981, p. 13—14.
11. Safford G. T., Havens W. W., Jr. and Rustad B. M. A Precise Determination of the Total Cross Sections of Uranium-235 from 0.000818 eV to 0.0818 eV.— Nucl. Sci. and Eng., 1959, v. 6, p. 433—440.
12. Leonard B. R., Jr. The Total and Fission Cross Section of ^{239}Pu and ^{235}U .— In: Proc. of the Intern. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy (Geneva, 1955). N. Y.: UN, 1956, v. 4, p. 193—198.

13. Brooks F. D. The Neutron Total Cross-Section Measurement for ^{235}U .— Report AERE-M1670, Harwell, U. K., 1960.
14. Block R. C., Slaughter G. G., Harvey T. A. Thermal Neutron Cross-Section Measurements of ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu , ^{240}Pu and ^{241}Pu with the ORNL Fast Chopper Time-of-Flight Neutron Spectrometer.— Nucl. Sci. Eng., 1960, v. 8, p. 112—121.
15. Simpson O. D., Moove M. S. and Simpson F. B. Total Neutron Cross Sections of ^{235}U and ^{238}U from 0.02 to 0.08 eV.— Nucl. Sci. Eng., 1960, v. 7, p. 187—192.
16. Neutron Absorption Cross Sections of ^{235}U at 2200 m/s/H. Palevsky, R. S. Carter, R. M. Eisberg, D. T. Hughes.— Phys. Rev., 1951, v. 94, p. 1088—1089.
17. Shore F. T. and Sailor V. L. Slow Neutron Resonances in ^{235}U .— Phys. Rev., 1958, v. 112, p. 191—202.
18. Total Cross-Section Measurement for ^{235}U /E. Melkonian, V. Perez-Mendez, M. J. G. Lamien et al.— Nucl. Sci. Eng., 1958, v. 3, p. 435—442.
19. Time-of-Flight Measurement of the Total Neutron Cross-Section of ^{235}U , ^{238}U and ^{239}Pu /S. T. Nikitin, N. D. Galanina, K. G. Ignatiev et al.— In: Proc. of the Intern. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy, v. 4 (Geneva, 1955). N. Y.: UN, 1956, p. 224—229.
20. Герасимов В. Ф., Зенкевич В. С. Сечение поглощения ^{235}U на монохроматических нейтронах в области энергий 0,02—2,0 эВ.— Атомная энергия, 1962, т. 13, с. 368—370.
21. Lynn J. E. and Pattenden N. J. The Slow Neutron Cross Sections of the Uranium Isotopes.— In: Proc. of the Intern. Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy, v. 4 (Geneva, 1955). N. Y.: UN, 1956, p. 210—215.
22. Revision of Values for the 2200 m/s Neutron Constants for Four Fissile Nuclides / G. C. Hanna, C. H. Westcott, H. D. Lemmel et al.— Atomic Energy Review, 1969, v. 7, p. 3—92.
23. Deruytter A. J. and Wagemans C. Measurement and Normalization of the Relative ^{235}U Fission Cross-Section in the Low Resonance Region.— J. of Nucl. Energy, 1971, v. 25, p. 263—272.
24. Sailor V. L. The Low Energy Cross Sections of ^{235}U .— In: Proc. of the Intern. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy, v. 4 (Geneva, 1955). N. Y.: UN, 1956, p. 199—209.
25. Bollinger L. M., Cole R. E. and Thomas G. E.— Low-Energy Total and Fission Cross-Section Measurements of ^{239}Pu .— In: Proc. of the Intern. Conf. on Peaceful Uses of Atomic Energy, v. 15 (Geneva, 1958). N. Y.: UN, 1959, p. 127—135.
26. Measurement of the Neutron Capture and Fission Cross-Sections and of their Ratio Alpha for ^{235}U , ^{238}U and ^{239}Pu /G. de Saussure, L. W. Weston, R. Gwin et al.— In: Proc. of the Conference on Nuclear Data for Reactors, v. 2 (Paris, 1966). Vienna: IAEA, 1967, p. 233—249.
27. Propriétés Statistiques des Niveaux de ^{235}U Induits dans ^{235}U par les Neutrons Lents / A. Michaudon, H. Derrien, P. Ribon et M. Sanche.— Nucl. Physics, 1965, v. 69, p. 545—572.
28. Measurement of Neutron Capture and Fission Cross-Sections of the ^{239}Pu and ^{240}Pu , 0,02 eV to 200 keV, the Neutron Capture Cross Sections of ^{197}Au , 10 to 50 keV and Neutron Fission Cross Sections of ^{235}U , 5 to 200 keV/R. Gwin, E. G. Silver, R. W. Ingle et al.— Nucl. Sci. Eng., 1976, v. 59, p. 79—105.
29. Игнатьев К. Г., Кирпичников И. В., Сухоручкин С. И. Измерение η и парциальных сечений изотопов ^{235}U и ^{239}Pu для нейтронов резонансных энергий.— Атомная энергия, 1964, т. 16, с. 110—119.
30. Skarsgard H. M., Kenward C. T. Measurements of the Energy Dependence of the Fission-Neutron Yield per Neutron Absorbed in ^{239}Pu and ^{235}U in the Range 0,006—0,3 eV.— J. Nucl. Energy, 1958, v. 6, p. 212—221.
31. Ceulemans H., Poortmans F. The Scattering Cross-Section of ^{235}U between 0,025 and 1 eV.— Proc. of the Intern. Conference on Nuclear Data Reactors, v. 1 (Helsinki, 1970). Vienna: IAEA, 1970, p. 461—465.
32. Neutron Crystal Spectrometer with Range Extended to Subthermal Energies / B. M. Ristad, E. Melkonian, W. W. Havens et al.— Rev. Sci. Instruments, 1965, v. 36, N 7, p. 887—900.
33. Leonard B. R., Jr. Energy-Dependent Cross Sections in the Thermal Region.— In: Proc. of the National Topical Meeting on New Developments in Reactor Physics and Shielding, 1972. AEC, 1972, v. 1, p. 81—96.
34. Cao M. J., Migneco E., Theobald J. P., Wartena J. A., Winter J. Fission Cross Section Measurement on ^{235}U .— In: Proc. of the Conference on Intern. Cross-Section and Technology, v. 1 (Washington, 1968). NBS Spec. Publ., 1968, p. 481—490.
35. Blons J., Derrien H., Michaudon A. Measurement and Analysis of the Fission Cross Sections of ^{235}U and ^{238}U for Neutron Energies Below 30 keV.— In: Proc. of the Intern. Conf. on Cross Sections and Technology, v. 2 (Knoxville, 1971). Univ. of Tennessee, USA, p. 829—835.
36. Simultaneous Measurements of the Neutron Fission and Capture Cross Sections for Uranium-236 for Neutron Energies from 8 eV to 10 keV / R. B. Perez, G. De Saussure, E. G. Silver, R. W. Ingle, H. Weaver.— Nucl. Sci. Eng., 1973, v. 52, p. 46—72.
37. Vogt E. Resonance Theory of Neutron Cross Sections of Fissionable Nuclei.— Phys. Rev., 1958, v. 112, p. 203—214.
38. Reich C. W., Moore M. S. Multilevel Formula for the Fission Process.— Phys. Rev., 1958, v. 111, p. 929—933.
39. Бекурц К., Виртц К. Нейтронная физика.— М.: Атомиздат, 1968.— 456 с.
40. Лукьянов А. А. Структура нейтронных сечений.— М.: Атомиздат, 1978.— 192 с.
41. Kikuchi Y., Asami A., Yoshida T. Evaluation of Resonance Parameters of ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu and ^{241}Pu .— In: Proc. of the IAEA Consultants' Meeting on Uranium and Plutonium Isotope Resonance Parameters (Vienna, 1981). Vienna: IAEA, 1981, p. 309—328.
42. Spin determination of resonance structure in $(^{235}\text{U}+n)$ below 25 keV / M. S. Moore, I. D. Moses, G. A. Keyworth, I. W. T. Dabbs, N. W. Hill.— Phys. Rev., 1978, v. C18, p. 1328—1348.
43. Ribon P. Intercomparison of Methods Used to Determine Average Parameters from Sets of Resonance Parameters.— Report NEANDC(E)213-AL, Saclay, 1980, p. 1—6 and Report NEANDC(E) 213-AL, Saclay, 1981, p. 1—12.
44. Dyson F. T. and Mehta M. L. Statistical Theory of the Energy Levels of Complex Systems.— J. of Math. Phys., 1963, v. 4, p. 701—719.
45. Coceva C. and Stefanon M. Experimental Aspects of the Statistical Theory of Nuclear Spectra Fluctuations.— Nucl. Phys., 1979, v. A315, p. 1—20.
46. Delfini G. and Gruppelaar H. Maximum Likelihood Analysis of Resolved Resonance Parameters for Some Fission Product Nuclides.— In: Proc. of the Specialists Meeting on Neutron Cross Sections of Fission Product Nuclei (Bologna, Italy, 1979).— Relazione Tecnica Interna, 1979, p. 169—178.
47. Fröhner F. H. Level Density Estimation with Account of Unrecognized Multiplets Applied to Uranium and Plutonium Resonance Data.— In: Proc. of the IAEA Consultants Meeting on Uranium and Plutonium Isotope Resonance Parameters (Vienna, 1981). Vienna: IAEA, 1981, p. 103—111.
48. Андипов Г. В., Коньшин В. А., Суховицкий Е. Ш. Оценка ядерных данных для ^{235}U в области неразрешенных резонансов.— В кн.: Нейтронная физика, ч. 2 (Мат. 3-й Всесоюз. конф. по нейтронной физике, Киев, 1975). М., 1976, с. 15—20.
49. Нейтронные сечения и величина α изотопа ^{235}U для нейтронов с энергией 2 кэВ/Н. Л. Гиндак, А. П. Кириллюк, Е. А. Павленко и др.— В кн.: Нейтронная физика, ч. 2 (Мат. 4-й Всесоюз. конф. по нейтронной физике, Киев, 1977). М.: ЦНИИАтоминформ, 1977, с. 223—226.
50. Определение полного сечения и сечения рассеяния урана-235 для нейтронов с энергией 2 и 24,4 кэВ / В. П. Вертебный, Н. Л. Гиндак, А. В. Греблев и др.— В кн.: Нейтронная физика, ч. 2 (Мат. 5-й Всесоюз. конф. по

- нейтронной физике, Киев, 1980). М.: ЦИИИАтомкиформ, 1980, с. 254—256.
51. Определение характеристик резонансной структуры полного сечения и сечения деления ^{235}U , ^{239}Pu в области энергий нейтронов 2 эВ—20 кэВ / А. Л. Ваньков, Ю. В. Григорьев, В. Ф. Украинцев.— Атомная энергия, 1980, т. 48, с. 377—381.
 52. **Poenitz W. P., Guenther P., Smith A. B.** Total Neutron Cross Sections of Heavy Nuclei.— In: Proc. of the Intern. Conf. on Nuclear Cross-Sections for Technology (Knoxville, 1979). Knoxville, USA, 1979, p. 698—704.
 53. **Uttley C. A., Newstead C. M. and Diment K. M.** Neutron Strength Function Measurements in the Medium and Heavy Nuclei.— In: Proc. of the Conf. on Nuclear Data for Reactors, v. 1 (Paris, 1966). Vienna: IAEA, 1967, p. 165—174.
 54. *Propriétés Statistiques des Niveaux de ^{238}U Induits dans ^{235}U par les Neutrons Lents* / A. Michaudon, H. Derrien, P. Fibon, M. Sanche.— Nucl. Phys., 1965, v. 69, p. 545—572.
 55. *Sections Efficaces Totale et de Fission du ^{239}Pu* / H. Derrien, I. Blons, C. Eggermann et al.— In: Proc. of the Conf. on Nuclear Data for Reactors, v. 2 (Paris, 1966). Vienna: IAEA, 1967, p. 195—210.
 56. Neutron Total Cross-Section Fluctuations of ^{235}U in the keV Range / K. H. Böckhoff, A. Dufrasne, G. Rohr and H. Weigmann.— J. of Nucl. Energy, 1972, v. 26, p. 91—97.
 57. **Trochon J., Simon G.** The $(n, \gamma f)$ -reaction in the Resonances Induced by Slow Neutrons in ^{239}Pu , ^{235}U and ^{241}Pu .— Report CEA-N-2134. Saclay, 1980, p. 95—98.
 58. Оценка ядерных данных для ^{239}Pu / Г. В. Анципов, Л. А. Баханович, В. А. Коньшин и др. Минск, 1981.—22 с. (Препринт / ИТМО АН БССР, № 13).
 59. **Жучко В. Е., Остапенко Ю. Б., Смиренкин Г. Н.** и др. Исследование вероятности околорогового деления изотопов Th, U, Np, Pu, Am тормозными γ -квантами.— Ядерная физика, 1978, т. 28, с. 1170—1185.
 60. **Игнатюк А. В., Истеков К. К., Смиренкин Г. Н.** Роль коллективных эффектов при систематике плотности уровней ядер.— Ядерная физика, 1979, т. 29, с. 875—883.
 61. **Игнатюк А. В., Шубин Ю. Н.** Простая модель для описания парных корреляций в возбужденных ядрах.— Изв. АН СССР, сер. физ., 1973, т. 37, с. 1947—1952.
 62. **Анципов Г. В., Коньшин В. А., Маслов В. М.** Плотность уровней трансактиноидов вблизи связи нейтронов.— Минск, 1982.—24 с. (Препринт / ИТМО АН БССР, № 2).
 63. **Lemley I. R., Keyworth G. A., Diven B. C.** High Resolution Fission Cross Section of ^{235}U from 20 eV to 100 keV.— Nucl. Sci. Eng., 1971, v. 43, p. 281—285.
 64. **De Saussure G. and Perez R. B.** Representation of the Neutron Cross Sections of Several Fertile and Fissile Nuclei in the Resonance Regions.— In: Proc. of the IAEA Consultants' Meeting on Uranium and Plutonium Isotope Resonance Parameters (Vienna, 1981). Vienna: IAEA, 1981, p. 218—238.
 65. **Бор О., Мотельсон Б.** Коллективный и одночастичный аспекты структуры ядра.— В кн.: Проблемы современной физики. М.: Изд-во иностр. лит., 1956, вып. 9, с. 34—145.
 66. **Margolis B., Troubetzkoy E. S.** Low-Energy Neutron Scattering by a Spheroidal Complex Potential.— Phys. Rev., 1957, v. 106, p. 105—109.
 67. **Chase D. M., Willets L.** Rotational-Optical Model for Scattering of Neutrons.— Phys. Rev., 1958, v. 110, p. 1080—1092.
 68. **Yoshida S.** The Inelastic Scattering of Nucleons by the Surface Interaction.— Proc. Phys. Soc., Sec. A, 1956, v. 69, p. 668—685.
 69. **Tamura T.** Analysis of the Scattering of Nuclear Particles by Collective Nuclei in Terms of the Coupled-Channel Calculation.— Rev. Mod. Phys., 1965, v. 37, p. 679—708.
 70. **Игнатюк А. В., Лунев В. П., Шорин В. С.** Расчеты сечений рассеяния нейтронов коллективными состояниями ядер методом связанных каналов.— В кн.: Вопросы атомной науки и техники, сер. Ядерные константы. М., 1974, вып. 13, с. 59—114.
 71. Допустимые расчетные упрощения в методе связанных каналов / Б. М. Дзюба, В. Е. Маршалкин, В. М. Повышев, А. С. Тянин.— В кн.: Вопросы атомной науки и техники, сер. Ядерные константы. М., 1976, вып. 23, с. 147—160.
 72. **Варшалавич Д. А., Москалев А. Н., Херсонский В. К.** Квантовая теория углового момента.— Л.: Наука, Ленинград. отд-ние.—439 с.
 73. Оценка нейтронных сечений для ^{242}Pu в области 0,2—15,0 МэВ на основе экспериментальных данных и теоретических моделей / Г. В. Анципов, Л. А. Баханович, А. Р. Бендерский и др.— В кн.: Оценка ядерных данных для ^{242}Pu в области энергий нейтронов 10⁻⁵ эВ—15 МэВ: Сб. науч. трудов Ин-та тепло- и массообмена АН БССР.— Минск: ИТМО, 1979, с. 53—111.
 74. **Ходгсон П. Е.** Оптическая модель упругого рассеяния.— М.: Атомиздат, 1966.—230 с.
 75. **Kikuchi Ya.** Comparison of Spherical Optical Model Codes and Proposition of Standard Values for Testing a Code.— Report INDC(FR)-3/L, 1972.—31 p.
 76. **Raynal I.** Optical-Model and Coupled-Channel Calculations in Nuclear Physics.— In: Computing as a Language of Physics. Vienna: IAEA, 1972, p. 281—322.
 77. **Kikuchi Ya.** Research of the Best Running Conditions of Nuclear Codes for Coupled Channel Calculation of Neutron Interaction with Heavy Deformed Nuclei.— Report INDC(FR)-5/L. Saclay, 1192—64 p.
 78. **Delaroche I. P., Lagrange Ch., Salvy I.** Optical Model with particular consideration of the coupled channel optical model.— In: Proc. of a Consultants Meeting on the Uses of Nuclear Theory in Neutron Nuclear Data Evaluation (Vienna, 1976). Vienna: IAEA-190, 1976, v. 1, p. 251—312.
 79. **Tanaka S.** Analysis of Neutron Cross Sections Using the Coupled-Channel Theory.— In: Proc. of the EANDC Topical Discus. on Critique of Nucl. Models (Tokyo, 1975). Rep. JAERI-M-5984, 1975, p. 212—228.
 80. **Klepachij A. B., Konshin V. A., Sukhovitskij E. S.** The Optical Potential for Heavy Nuclei.— Report INDC(CCP)-161/L. Vienna: IAEA, 1981, p. 9—18.
 81. **Lagrange Ch.** Evaluation of Nuclear-Nucleous Cross Sections in Heavy Nuclei with a Coupled Channel Model in the Range of Energy from 10 keV to 20 MeV.— In: Proc. of the EANDC Topical Discussion on Critique of Nuclear Models and their Validity in the Evaluation of Nuclear Data (Tokyo, 1975). Report JAERI-M-5984, 1975, p. 51—57.
 82. **Becchetti F. D., Greenles G. W.** Nucleon-Nucleous Optical-Model Parameters, $A > 40$, $E < 50$ MeV.— Phys. Rev., 1969, v. 182, p. 1190—1209.
 83. **Dunford C. L.** Evaluation of Heavy Even-Even Nuclide Elastic and Inelastic Cross-Sections by Means of a Non-Spherical Optical Model.— In: Proc. of a Conf. on Nuclear Data for Reactors, v. 1 (Paris, 1966). Vienna: IAEA, 1967, p. 429—451.
 84. **Prince A.** Analysis of High-Energy Neutron Cross-Sections for Fissile and Fertile Isotopes.— In: Proc. of the Second Intern. Conf. on Nuclear Data for Reactors, v. 2 (Helsinki, 1970). Vienna: IAEA, 1970, p. 825—862.
 85. **Маршалкин В. Е., Повышев В. М.** Расчеты нейтронных сечений на ядрах ^{239}Pu , ^{241}Pu , ^{243}Pu и ^{235}U , ^{237}U , ^{239}U в энергетической области 1—150 кэВ.— В кн.: Вопросы атомной науки и техники, сер. Ядерные константы. М., 1977, вып. 26, с. 7—18.
 86. **Davidson E. I., Wong P.** A Robust Conjugate-Gradient Algorithm with Minimized L-Functions.— Automatics, 1975, v. 11, p. 297—308.
 87. Evaluation of the ^{238}U Neutron Cross-Sections for Incident Neutron Energies up to 4 keV. / G. De Saussure, D. K. Olsen, R. B. Perez, E. C. Difilippo.— Progress of Nuclear Neutron Energy, 1979, v. 3, p. 87—124.

88. The Total Neutron Cross-Sections of Uranium-238 from 0.8 to 30 MeV / S. H. Hayes, P. Stoler, I. M. Clement et al.—Nucl. Sci. Eng., 1973, v. 50, p. 243—247.
89. Neutron Total Cross-Sections in the Energy Range 15 to 120 MeV / P. H. Bowen, I. P. Scanton, G. H. Stafford et al.—Nucl. Phys., 1961, v. 22, p. 640—662.
90. **Schwartz R. B., Schrack R. A., Heaton H. T.** Total Neutron Cross Sections of Uranium-235, Uranium-238 and Plutonium-239 from 0.5 to 15 MeV.—Nucl. Sci. Eng., 1974, v. 54, p. 322—326.
91. Mesure des sections efficaces totales neutroniques du carbone, du nickel, de l'uranium-235, de l'uranium-238 et du plutonium-239 entre 0.1 MeV et 6 MeV / I. Cabe, M. Cance, A. Adam et al.—In: Proc. of the Second Intern. Conf. on Nuclear Data for Reactors, v. 2 (Helsinki, 1970). Vienna: IAEA, 1970, p. 31—37.
92. Differential Cross Sections Measurements of Fast Neutron Scattering for ^{208}Pb , ^{232}Th and ^{238}U at 2.5 MeV / G. Haouat, I. Sigoud, I. Lachkar et al.—Report INDC(ER)13/L, Saclay, 1977.—36 p.
93. Differential Cross Sections Measurements for 3.4 MeV Neutron Scattering from ^{208}Pb , ^{232}Th , ^{238}U and ^{239}Pu / H. Haouat, I. Sigoud, I. Lachkar et al.—Report INDC(FR)29/L, Saclay, 1978.—43 p.
94. Study of the ^{239}Pu Angular Distributions in the Energy Range 0.2—5.5 MeV / V. Benzi, I. Zuñifi, M. Coppola, H. H. Knitter.—In: Proc. of the Second Intern. Conf. on Nuclear Data for Reactors, v. 2 (Helsinki, 1970). Vienna: IAEA, 1970, p. 863—868.
95. Neutron Elastic Scattering from $^{92, 96, 98, 100}\text{Mo}$ between $E_n=7$ and 26 MeV / J. Rapaport, T. S. Cheema, D. E. Bainan et al.—Nucl. Phys., 1979, v. A313, p. 1—14.
96. E2 and E1 Transition Moments and Equilibrium Deformations in Actinide Nuclei / C. E. Bemis, F. K. McGowan, J. L. Ford et al.—Phys. Rev. C, v. 8, p. 1466—1480.
97. Shapes of Deformed Nuclei as Determined by Electron Scattering: ^{152}Sm , ^{154}Sm , ^{166}Er , ^{176}Yb , ^{232}Th and ^{238}U / T. Cooper, W. Bertozzi, J. Heisenberg et al.—Phys. Rev. C, 1976, v. 13, p. 1083—1094.
98. Multiple Deformation of ^{238}U / D. L. Hendrie, B. G. Harvey, J. R. Meriwether et al.—Phys. Rev. Lett., 1973, v. 30, p. 571—574.
99. Determination of the Y_{40} Components of the Equilibrium Nuclear Shapes of ^{232}Th and ^{238}U / J. M. Moss, Y. D. Terrien, R. M. Lombard et al.—Phys. Rev. Lett., 1971, v. 26, p. 1488—1491.
100. **Strutinsky V. M.** «Shells» in Deformed Nuclei.—Nucl. Phys., 1968, v. A122, p. 1—33.
101. **Möller P., Nilsson S. G., Mix J. R.** Calculated Ground-State Properties of Heavy Nuclei.—Nucl. Phys., 1974, v. A229, p. 292—319.
102. On the Nuclear Structure and Stability of Heavy and Superheavy Elements / S. G. Nilsson, Ch. F. Tsang, A. Sobczewski et al.—Nucl. Phys., 1969, v. A131, p. 1—66.
103. Deformationen und Trägheitsmomente von Kernen in der Aktinideuregion / T. Ledergerber, H. C. Pauli, U. Götz et al.—Helv. phys. acta, 1972, v. 45, p. 939—952.
104. **Lambropoulos P.** Fast Neutron Total and Scattering Cross Sections of Uranium-238.—Nucl. Sci. Eng., 1971, v. 46, p. 356—365.
105. Оценка ядерных данных для ^{235}U в области энергий 10^{-3} эВ—15 МэВ для создания полного файла констант / Г. В. Анципов, А. Р. Бендерский, В. А. Ковылин и др.—В кн.: Вопросы атомной науки и техники, сер. Ядерные константы. М., 1975, вып. 20, ч. 2, с. 3—60.
106. Оценка ядерных данных для ^{239}Pu в области энергий нейтронов 10^{-3} эВ—15 МэВ / В. А. Ковылин, Г. В. Анципов, Л. А. Баханович и др.—В кн.: Вопросы атомной науки и техники, сер. Ядерные константы. М., 1974, вып. 16, с. 329—357.
107. Оценка ядерных констант ^{239}Pu для создания полного файла / Г. В. Анципов, А. Р. Бендерский, В. А. Ковылин, Е. Ш. Суховицкий.—В кн.: Нейтронная физика (Мат. 3-й Всесоюз. конф. по нейтронной физике, Киев, 1975). М., 1976, ч. 2, с. 34—37.
108. **Mughabghab S. F., Garber D. I.** Neutron Cross Sections. Resonance Parameters.—Report BNL-325, 3d Ed., Upton, N. Y., 1973.
109. **Whalen J. F., Smith A. B.** Note of the Fast-Neutron Total Cross Sections of Thorium.—Nucl. Sci. Eng., 1978, v. 67, p. 129—130.
110. **Leroy J. L., Berthelot F. C., Pomelas E.** Mesure de la Section Efficace Totale du Sodium, du Thorium et de l'Uranium pour des Neutrons d'Energie Comprise Entre 2 et 10 MeV.—J. de Phys., 1963, v. 24, p. 826—829.
111. Total Neutron Cross Sections for ^{232}Th in the Energy Region 1.5—8.5 MeV / U. Fasoli, D. Toniolo, G. Zago et al.—Nucl. Phys., 1970, v. A151, p. 369—376.
112. Оценка ядерных данных для ^{239}Pu . Сечения σ_t , σ_f , σ_{ng} , σ_{nl} , σ_{nn} и величинны α и ν в области 0.1—15 МэВ / Анципов Г. В., Баханович Л. А., Жарков В. Ф. и др.—Минск, 1981, ч. 3, 64 с. (Препринт / ИТМО АН БССР, № 14).
113. Оценка нейтронных сечений ^{239}Pu и ^{240}Pu в области энергий 0.1—5.0 МэВ / Г. В. Анципов, В. А. Зеневич, А. Б. Клепацкий и др.—В кн.: Вопросы атомной науки и техники, сер. Ядерные константы. М., 1981, вып. 2 (44), с. 36—42.
114. **Smith A. B., Lambropoulos P., Whalen J. F.** Fast Neutron Total and Scattering Cross Sections of Plutonium-240.—Nucl. Sci. Eng., 1972, v. 47, p. 19—28.
115. **Lagrange Ch., Jary J.** Coherent Optical and Statistical Model Calculations of Neutron Cross Sections for ^{240}Pu and ^{242}Pu between 10 keV and 20 MeV.—Report INDC(FR)30/L, Saclay, 1978.—35 p.
116. **Garg S. B., Sinha A., Shukla V. K.** Intercomparison of Coupled Channel and Spherical Optical Models in the Analysis of Thorium Neutron Cross-Sections.—In: Proc. of the Intern. Conference on Nuclear Cross-Sections and Technology (Knoxville, USA, 1979). Knoxville, 1979, p. 711—714.
117. Simultaneous Evaluation of the Nuclear Data for Heavy Nuclides / H. Matsunobu, Y. Kanda, M. Kawai et al.—In: Proc. of the Intern. Conference on Nuclear Cross-Sections and Technology (Knoxville, USA, 1979). Knoxville, 1979, p. 715—719.
118. Тестировка параметров статистической модели ядерных реакций на основе расчетов взаимодействия нейтронов с ядром ^{239}Pu / Г. В. Анципов, В. А. Зеневич, А. Б. Клепацкий и др.—Изв. АН БССР, сер. физ.-энерг. наук, 1979, № 4, с. 13—19.
119. **Lagrange Ch.** Effects systematiques des deformations nucleaires sur la section efficace totale neutron-noyau.—J. Phys. Lett., 1974, v. 35, p. 11—115.
120. **Knitter H. H., Islam M. M. and Coppola M.** Investigation of Fast Neutron Interaction with ^{238}U .—Z. Physik, 1972, v. 257, p. 108—123.
121. **Kammerdiener I.** Neutron Spectra Emitted by ^{239}Pu , ^{238}U , ^{235}U , Pb, Nb, Ni, Al and C Irradiated by 14 MeV-Neutrons.—Report UCRL-51232, Livermore, 1972.—221 p.
122. **Wolfenstein L.** Conservation of Angular Momentum in the Statistical Theory of Nuclear Reactions.—Phys. Rev., 1951, v. 82, p. 690—696.
123. **Hauser W., Feshbach H.** The Inelastic Scattering of Neutrons.—Phys. Rev., 1952, v. 87, p. 336—386.
124. **Lane A. M., Lynn I. E.** Fast Neutron Capture Below 1 MeV: The Cross Sections for ^{238}U and ^{232}Th .—Proc. Phys. Soc., Sec. A., 1957, v. 70, N 8, p. 557—572.
125. **Moldauer P. A.** Theory of Average Neutron Reaction Cross Sections in the Resonance Region.—Phys. Rev., 1961, v. 123, N 3, p. 968—978.
126. **Moldauer P. A.** Statistical Theory of Nuclear Collision Cross Sections.—Phys. Rev. B, 1964, v. 135, p. 642—659.

127. Moldauer P. A. Average Compound-Nucleus Cross Sections.—*Rev. Mod. Phys.*, 1964, v. 36, p. 1079—1084.
128. Engelbrecht C. E., Weidenmüller H. A. Hauser-Feshbach Theory and Ericson Fluctuations in the Presence of Direct Reactions.—*Phys. Rev. C*, 1973, v. 8, p. 859—862.
129. Tepel J. W., Hofmann H. M., Weidenmüller H. A. Hauser-Feshbach Formulas for Medium and Strong Absorption.—*Phys. Lett.*, 1974, v. 49B, p. 1—4.
130. Moldauer P. A. Why the Hauser-Feshbach Formula Works.—*Phys. Rev. C*, 1975, v. 11, p. 426—436.
131. Direct Reactions and Hauser-Feshbach Theory / H. M. Hofmann, I. Richter, I. W. Tepel, H. A. Weidenmüller.—*Annals of Physics*, 1975, v. 90, p. 403—435.
132. Бычков В. М., Шорин В. С. Средние сечения в статистической теории ядерных реакций.— В кн.: Вопросы атомной науки и техники, сер. Ядерные константы. М., вып. 20, ч. 1, с. 29—36.
133. Расчет сечений тяжелых деформированных ядер по статистической модели / В. А. Зеневич, А. Б. Клепацкий, В. А. Коньшин, Е. Ш. Суховицкий.— В кн.: Нейтронная физика (Мат. 5-й Всесоюз. конф. по нейтронной физике, Киев, 1980). М., 1980, ч. 3, с. 250—255.
134. Влияние различных представлений о плотности уровней ядер на расчет нейтронных сечений актиноидов / Г. В. Анципов, В. А. Зеневич, А. Б. Клепацкий и др.— *Изв. АН СССР, сер. физ.-энерг. наук*, 1980, № 3, с. 47—52.
135. The Influence of Different Level Density Representations on an Actinide Neutron Cross Sections Calculations / G. V. Antsipov, V. A. Zenevich, A. B. Klepatskij et al.— In: Proc. of the 9th Intern. Symp. on the Interaction of Fast Neutrons with Nuclei (Gaussig, 1979).—*Dresden*, 1980, p. 141—146.
136. Савельев А. Е., Аверьянов И. К., Дзюба Б. М. Расчеты сечений неупругого взаимодействия нейтронов с ядрами, сопровождающегося вылетом протонов и α -частиц.— *Ядерная физика*, 1970, т. 12, вып. 4, с. 704—709.
137. Klepatskij A. B., Konshin V. A., Sukhovitskij E. Sh. Models for Fissile Nuclei Neutron Interactions as Applied to Nuclear Data Evaluation.— In: Proc. of the Intern. Conf. on Neutron Physics and Nuclear Data for Reactors and Other Applied Purposes (Harwell, 1978). OECD, 1978, p. 1156—1167.
138. Бор О., Моттельсон Б. Структура атомного ядра. Одночастичное движение.— М.: Мир, 1971, т. 1.—456 с.
139. Малышев А. Б. Плотность уровней и структура атомных ядер.— М.: Атомиздат, 1969.—144 с.
140. Lynn J. E. Systematics for Neutron Reactions of the Actinide Nuclei.— Report AERE-R7469, Harwell, 1974.— 97 p.
141. Nemirovsky P. E., Adamchuk Yu. V. Neutron and Proton Pair Interaction Energy.— *Nucl. Phys.*, 1962, v. 39, p. 551—562.
142. Влияние коллективных эффектов плотности уровней на энергетическую зависимость сечений радиационного захвата быстрых нейтронов / А. И. Блохин, А. В. Игнатюк, В. П. Платонов, В. А. Толстиков.— В кн.: Вопросы атомной науки и техники, сер. Ядерные константы. М., 1976, вып. 21, с. 3—14.
143. Soloviev V. G., Stoyanov Ch., Vdovin A. I. Semi-Microscopic Calculation of the Level Density in Spherical Nuclei.— *Nucl. Phys.*, 1974, v. A224, p. 411—428.
144. Плотность уровней ядер в области $230 \leq A \leq 254$ / В. В. Воронов, А. Л. Комов, Л. А. Малов, В. Г. Соловьев.— *Ядерная физика*, 1976, т. 24, с. 504—507.
145. Игнатюк А. В., Соколов Ю. В., Шубин Ю. Н. Плотность уровней легких четно-четных ядер в широком интервале энергий возбуждения.— *Ядерная физика*, 1973, т. 18, с. 989—998.
146. Игнатюк А. В., Шубин Ю. Н. Простая модель для описания парных корреляций в возбужденных ядрах.— *Изв. АН СССР, сер. физическая*, 1973, т. 37, с. 1947—1952.
147. Игнатюк А. В., Смиренкин Г. Н., Тишин А. С. Феноменологическое описание энергетической зависимости параметра плотности уровней.— *Ядерная физика*, 1975, т. 21, с. 485—490.
148. Блохин А. И., Игнатюк А. В., Соколов Ю. В. Теоретическое описание плотности нейтронных резонансов.— В кн.: Нейтронная физика (Мат. 3-й Всесоюз. конф. по нейтронной физике, Киев, 1975). М., 1976, ч. 3, с. 8—12.
149. Игнатюк А. В., Истеков К. К., Смиренкин Г. Н. Систематика параметров плотности уровней.— В кн.: Нейтронная физика (Мат. 4-й Всесоюз. конф. Киев, 1977). М., 1977, ч. 1, с. 60—65.
150. Игнатюк А. В., Истеков К. К., Смиренкин Г. Н. Роль коллективных эффектов при систематике плотности уровней ядер.— *Ядерная физика*, 1979, т. 29, с. 875—883.
151. Strutinsky V. M. Shell Effects in Nuclear Masses and Deformation Energies.— *Nucl. Phys.*, 1967, v. A95, p. 420—442.
152. Левинджер Дж. Фотоядерные реакции.— М.: Изд-во иностр. лит., 1962.— 260 с.
153. Радиационный захват нейтронов с энергией до 3 МэВ деформируемыми ядрами / В. А. Зеневич, А. Б. Клепацкий, А. В. Коньшин, Е. Ш. Суховицкий.— В кн.: Вопросы атомной науки и техники, сер. Ядерные константы. М., 1980, вып. 4(39), с. 3—7.
154. Neutron Resonance Spectroscopy. X. ^{232}Th and ^{238}U / F. Rahn, H. S. Camarda, G. Hacken et al.— *Phys. Rev. C*, 1972, v. 6, p. 1854—1869.
155. Slow Neutron Resonance Spectroscopy. I. ^{238}U / I. L. Rosen, I. S. Desjardins, I. Rainwaters et al.— *Phys. Rev.*, 1960, v. 118, N 3, p. 687—697.
156. Оценка ядерных данных для ^{241}Pu в области энергий нейтронов 10^{-3} эВ—15 МэВ / В. А. Коньшин, Г. В. Анципов, Е. Ш. Суховицкий и др.— Минск, 1979, ч. 4.—60 с. (Препринт / ИТМО АН БССР, № 6).
157. Учет процесса (n, γ) при расчете ширины радиационного захвата и средних сечений делящихся ядер / Е. Ш. Суховицкий, А. Б. Клепацкий, В. А. Коньшин, Г. В. Анципов.— В кн.: Нейтронная физика (Киев, 1977). М., 1977, ч. 4, с. 68—74.
158. О возможности предсказания сечений радиационного захвата нейтронов делящимися ядрами / В. А. Зеневич, В. А. Коньшин, Е. Ш. Суховицкий.— В кн.: Нейтронная физика (Мат. 5-й Всесоюз. конф. по нейтронной физике, Киев, 1980). М., 1980, ч. 3, с. 245—249.
159. γ -Ray Multiplicity in ^{239}Pu Fission Induced by Resonance Neutrons: Experimental Evidence for the (n, γ) Reaction / Yu. Raybov, I. Trochon, D. Shackleton, I. Frehaut.— *Nucl. Phys.*, 1973, v. A216, p. 395—406.
160. Борухович Г. З., Звездкина Т. К., Иванов К. И. Измерение множественности гамма-лучей при делении ^{239}Pu резонансными нейтронами—Л., 1978.—14 с. (Препринт / Ленингр. ин-т ядерной физики, № 452).
161. Игнатюк А. В., Лунев В. П. Об отличиях нейтронных силовых функций для основных и возбужденных состояний ядер.— В кн.: Нейтронная физика (Мат. 5-й Всесоюз. конф. по нейтронной физике, Киев, 1980). М., 1980, ч. 1, с. 77—81.
162. Бор О., Моттельсон Б. Структура атомного ядра.— М.: Мир, 1977, т. 2.— 664 с.
163. Myers W. D., Swiatecki W. S. Anomalies in Nuclear Masses.— *Ark. Physik*, 1967, v. 36, p. 343—357.
164. Анципов Г. В., Коньшин В. А., Маслов В. М. Плотность уровней трансактиноидов вблизи энергии связи нейтрона.— Минск, 1982.—24 с. (Препринт / ИТМО АН БССР, № 2).
165. Antsipov G. V., Konshin V. A., Maslov V. M. Level Density of Transactinium Isotopes.— Report INDC(CCP)-182.— Vienna: IAEA, 1982.— 82 p.
166. Анципов Г. В., Коньшин В. А., Маслов В. М. Плотность уровней транс-

- активностей при низких энергиях возбуждения — Минск, 1982 — 36 с. (Препринт / ИГМО АН БССР, № 3).
167. **Reffo G.** Parameter Systematics for Statistical Theory Calculations of Neutron Reaction Cross Sections.— Report RT/FL(78), II, Italy, Bologna, 1978.
 168. **Анципов Г. В., Копылин В. А., Маслов В. М.** Зависимость плотности уровней трансактинидов от условного момента при низких энергиях возбуждения.— Минск, 1982.— 20 с. (Препринт ИГМО АН БССР, № 4).
 169. **Czirr J. B. and Sidhu G. C.** A Measurement of the Fission Cross Section of ^{235}U from 100 eV to 680 keV.— Nucl. Sci. Eng., 1976, v. 60, p. 383—389.
 170. **Wasson O. A.** The ^{235}U Neutron Fission Cross Section Measurement at the NBS LINAC.— Proc. of the NEANDC/NEACRP Specialists Meeting on Fast Fission Cross Sections of ^{233}U , ^{235}U , ^{238}U and ^{239}Pu , Argonne, 1976. ANL, 1976, p. 183—205.
 171. **Gayther D. B., Boyce D. A., Brisland J. B.** Measurement of the ^{235}U Fission Cross-Section in the Energy Range 1 keV to 1 MeV.— Proc. of a Panel in Neutron Standard Reference Data (Vienna, 1972). Vienna: IAEA, 1974, p. 201—209.
 172. Измерение сечений деления ^{233}U и ^{235}U в области энергий 0,1—100 кэВ и отношение сечений деления $^{233}\text{U}/^{235}\text{U}$ до 2 МэВ (Мат. 5-й Всесоюз. конф. по нейтронной физике, Киев, 1980) / Мостовая Т. А., Б. П. Мостовой, С. А. Бирюков и др.— В кн.: Нейтронная физика. М., 1980, ч. 3, с. 30—34.
 173. **Szabo I., Marquette J. P.** Measurement of the Neutron Induced Fission Cross Sections of ^{235}U and ^{239}Pu in the MeV Energy Region.— Proc. of the NEANDC/NEACRP Specialists Meeting on Fast Fission Cross Sections of ^{233}U , ^{235}U , ^{238}U and ^{239}Pu , Argonne, 1976. ANL, 1976, p. 208—224.
 174. **Davis M. G., Knoll G. F., Robertson J. C.** Absolute Measurements of ^{235}U and ^{239}Pu Fission Cross Sections with Photon Neutron Sources.— Proc. of the NEANDC/NEACRP Specialists Meeting on Fast Fission Cross Sections of ^{233}U , ^{235}U , ^{238}U and ^{239}Pu , Argonne, 1976. ANL, 1976, p. 225—236.
 175. **Sance M., Grenier G.** Absolute Measurement of 14.6 MeV Neutron Fission Cross Sections of ^{235}U and ^{239}Pu .— Proc. of the NEANDC/NEACRP Specialists Meeting on Fast Fission Cross Sections of ^{233}U , ^{235}U , ^{238}U and ^{239}Pu , Argonne, 1976. ANL, 1976, p. 237—244.
 176. Измерение сечений деления ^{235}U и ^{239}Pu нейтронами с энергией 14,7 МэВ / Н. Д. Духазов, Р. Арльт, В. Вагнер и др.— Дрезден, ГДР, 1978 (Препринт Техн. ун-та).
 177. The ^{235}U and ^{239}Pu Neutron Induced Fission Cross Sections Relative to the $H(n, p)$ Cross Section / Leungers B., Cierjacks S., Vxolz P., Erbe D., Gröschel D., Schmalz G., Voss F.— Proc. of the NEANDC/NEACRP Specialists Meeting on Fast Fission Cross Sections of ^{233}U , ^{235}U , ^{238}U and ^{239}Pu , Argonne, 1976. ANL, 1976, p. 237—254.
 178. **Журавлев К. Д., Крошкин Н. И., Карин Л. В.** Сечение деления ^{239}Pu и ^{235}U нейтронами с энергией 2, 24, 55 и 144 кэВ.— Атомная энергия, 1977, т. 42, вып. 1, с. 56—57.
 179. **Sance M. and Grenier G.** Mesures Absolues des Sections Efficaces de Fission de ^{235}U à 2.5 MeV et 4.5 MeV et de ^{239}Pu à 14.6 MeV.— CEA-N-2191, Centre d'Etudes de Bruyères-le-Châtel, 1981.
 180. Измерения сечений деления и отношения сечений деления для ^{239}Pu и ^{235}U в области энергий нейтронов 100 эВ—50 кэВ / А. Бергман, А. Г. Колосовский, С. П. Кузнецов и др.— В кн.: Вопросы атомной науки и техники, сер. Ядерные константы. М., 1980, вып. 1 (36), с. 3—11.
 181. Абсолютные измерения сечений деления ^{235}U нейтронами с энергией 2,6 и 8,2 МэВ / Р. Арльт, В. Вагнер, В. Гримм и др.— В кн.: Нейтронная физика (Мат. 5-й Всесоюз. конф. по нейтронной физике, Киев, 1980). М., 1980, ч. 3, с. 192—196.
 182. Сечения деления ^{235}U , ^{239}Pu нейтронами промежуточных энергий / Е. А. Жагров, Ю. А. Немилов, А. В. Платонов.— В кн.: Нейтронная физика (Мат. 5-й Всесоюз. конф. по нейтронной физике, Киев, 1980). М., 1980, ч. 3, с. 45—48.
 183. **Czirr J. B. and Carlson G. W.** Precise ^{235}U Fission Cross-Section Measurements Below 1 keV.— Nucl. Sci. Eng., 1977, v. 64, p. 892—894.
 184. **Poenitz W. P.** Additional Measurements of the ^{235}U (n, f) Cross Section in the 0.2 to 8.2 MeV Range.— Nucl. Sci. Eng., 1977, v. 64, p. 894—897.
 185. **Carlson A. D. and Patrick B. H.** Measurements of the ^{235}U Fission Cross Section in the MeV-Energy Region — Proc. of the Intern. Conf. on Neutron Physics and Nuclear Data, Harwell, 1978. OECD, 1978, p. 880—886.
 186. **Wasson O. A., Carlson A. D. and Duvall K. C.** Measurement of ^{235}U (n, f) Cross Section at 14.1 MeV.— Reports to the DOE Nuclear Data Committee, BNL-NCS-29426. Brookhaven Nat. Lab., 1981, p. 104.
 187. **Wagemans G., Goddens G., Deruytter A. J.** U-235 (n, f) Cross Section Measurements and Normalization Problems.— Proc. of the Intern. Conf. on Neutron Cross Section and Technology, Knoxville, 1979. NBS Spec. Public., 1979, p. 961—965.
 188. Measurements of the Neutron Fission Cross Sections of ^{235}U ($E_n=0,01$ eV to 30 keV) and ^{239}Pu ($E_n=0,01$ to 60 eV) / R. Gwin, R. R. Spenser, R. W. Ingle et al.— Nucl. Sci. Eng., 1984, v. 88, p. 37—55.
 189. **Meier M. M., Wasson O. A., Duvall K. C.** Absolute Measurements of the ^{235}U Fission Cross Section from 0,2 to 1.2 MeV.— Proc. of the Intern. Conf. on Neutron Cross Section and Technology, Knoxville, 1979. NBS Spec. Publ., 1979, p. 966—970.
 190. **Wagemans C. and Deruytter A. J.** The Neutron Induced Fission Cross Section of ^{235}U in the Energy Region from 0,008 eV to 30 keV.— Annals of Nucl. Energy, 1976, v. 3, p. 437—445.
 191. **Blons J.** High Resolution Measurement of Neutron-Induced Fission Cross Sections for ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu and ^{241}Pu Below 30 keV.— Nucl. Sci. Eng., 1973, v. 51, p. 130—147.
 192. **Patrick B. H., Sowerby M. G., Schomberg M. G.** Structure in the Fission Cross Section of ^{235}U .— J. Nucl. Energy, 1970, v. 24, p. 269—273.
 193. Измерения отношения сечений радиационного захвата и деления (α) для ^{235}U и ^{239}Pu в области энергий нейтронов ниже 30 кэВ / М. А. Куров, Ю. В. Рябов, Со Дон Сик и др.— Proc. of the Intern. Conf. on Nuclear Data for Reactors, Helsinki, 1970. Vienna: IAEA, 1970, v. 1, p. 287—304.
 194. Взаимодействие нейтронов с ядрами ^{235}U в области энергий 0,002—30 кэВ / Ван Ши Ди, Ван Юн Чан, Е. Дерменджиев, Ю. В. Рябов.— Proc. of the Symposium on Physics and Chemistry of Fission, Szklary, 1965. Vienna: IAEA, 1965, v. 1, p. 287—304.
 195. **Hale G. M., Stewart L., Young P. G.** Light Element Standard Cross Sections for ENDF/S Version IV.— LA-6518-MS, Los Alamos Sci. Lab., 1970.
 196. **Cramer J. D. and Bergen D. W.** Neutron Induced Fission Cross Sections for ^{235}U from the Persimmon Event.— LA-4285, Los Alamos Sci. Lab., 1969.
 197. Measurement of the Fission Cross Section of ^{235}U for Incident Neutrons with Energies between 2 and 100 keV / R. B. Perez, G. De Saussure, E. C. Silver et al.— Nucl. Sci., Eng., 1974, v. 55, p. 203—218.
 198. ^{235}U Fission Cross Section from 10 keV to 200 keV / I. Szabo, G. Filippi, J. L. Huet et al.— Proc. of the 3d Conf. on Neutron Cross Sections and Technology, Knoxville, 1971. USAEC, 1971, v. 2, p. 573—583.
 199. **White P. H.** Measurements of the ^{235}U Neutron Fission Cross Section in the Energy Range 0,04—14 MeV.— J. Nucl. Eng., 1965, v. A/B 19, p. 325—342.
 200. New Absolute Measurement of the Neutron Induced Fission Cross Sections of ^{235}U , ^{239}Pu and ^{241}Pu from 17 keV to 1 MeV / J. Szabo, G. Filippi, J. L. Huet et al.— Proc. of the EANDC Symposium on Neutron Standard and Flux Normalization, Argonne, 1970. ANL, 1970, p. 257—273.
 201. **Poenitz W. P.** Relative and Absolute Measurements of the Fast-Neutron Fission Cross Section of ^{235}U .— Nucl. Sci. Eng., 1974, v. 53, p. 370—392.

202. Measurement of the ^{235}U Fission Cross Section over the Neutron Energy Range 1 to 6 MeV/D. M. Barton, B. C. Diven, G. E. Hansen et al.—Nucl. Sci. Eng., 1976, v. 60, p. 369—382.
203. Czirr J. B., Sidhu G. S. Fission Cross Section of ^{235}U from 3 to 20 MeV.—Nucl. Sci. Eng., 1975, v. 57, p. 18—27.
204. Käppeler F. Measurement of the Neutron Fission Cross-Section of ^{235}U between 0,5 and 1,2 MeV.—Proc. of a Panel on Neutron Standard Reference Data, Vienna, 1972. Vienna: IAEA, 1974, p. 213—224.
205. Diven B. C. Fission Cross Section of ^{235}U for Fast Neutrons.—Phys. Rev., 1957, v. 105, p. 1350—1353.
206. Smith R. K., Henkel R. L. and Nobles R. A. ^{235}U Fission Cross Section Measurements.—Bull. Am. Phys. Soc., 1957, v. 2, p. 196.
207. Панкратов В. М. Сечения деления ^{232}Th , ^{233}U , ^{237}Np , ^{238}U нейтронами в диапазоне энергий 5—37 МэВ.—Атомная энергия, 1963, т. 14, с. 177—184.
208. Mahdavi M., Knoll G. F., Zasadny K. Fission Cross-Section Measurement at 14 MeV.—Reports to the DOE Nuclear Data Committee, BNL-NCS-32614. National Nuclear Data Center, Brookhaven, 1983, p. 118—120.
209. Yankov G. B. The ^{235}U Fission Cross Section.—In: Nuclear Data Standards for Nuclear Measurements. Technical Reports Series N 227. Vienna: IAEA, 1983, p. 39—45.
210. Коншин В. А., Суховицкий Е. Ш., Жарков В. Ф. Определение ошибок оцененных данных с учетом корреляций и проведение оценки $\sigma_f(^{235}\text{U})$, $\alpha(^{235}\text{U})$, $\alpha(^{239}\text{Pu})$ и $\sigma_f(^{239}\text{Pu})$ для БОЯД-3.—Минск, 1978.—18 с. (Препринт / ИТМО АН БССР).
211. Bandl E. E., Miessler M., Fröhner F. H. A Measurement of the Capture-to-Fission Cross Section Ratios of ^{235}U and ^{239}Pu with a New Technique.—Nucl. Sci. Eng., 1972, v. 48, p. 324—330.
212. Измерение отношения сечения захвата к сечению деления для ^{235}U /П. Е. Воронников, В. А. Вуколов, Е. А. Колтыпин и др.—В кн.: Нейтронная физика (Мат. Всесоюз. совещания. (Киев, 1971).—Киев: Наукова думка, 1972, ч. 1, с. 314—317.
213. Измерение отношения сечений радиационного захвата и деления (α) для ^{235}U и ^{239}Pu в области энергий нейтронов ниже 30 кэВ/М. А. Куров, Ю. В. Рябов, Со Дон Сик, Н. Чиков.—Атомная энергия, 1971, т. 30, вып. 3, с. 258—261.
214. Measurements of the Neutron Capture and Fission Cross-Sections and of Their Ratio Alpha for ^{235}U , ^{238}U and ^{239}Pu /G. de Saussure, L. W. Weston, R. Gwin et al.—Proc. of the Conference on Nuclear Data for Reactors (Paris, 1966). Vienna: IAEA, 1967, v. 2, p. 233—249.
215. Hopkins J. C., Diven B. C. Neutron Capture to Fission Ratios in ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu .—Nucl. Sci. Eng., 1962, v. 12, p. 169—177.
216. Weston L. W., de Saussure G., Gwin R. Ratio of Capture to Fission in ^{235}U at keV Neutron Energies.—Nucl. Sci. Eng., 1964, v. 20, p. 80—87.
217. Полетаев Е. Д. Абсолютные измерения отношения сечения радиационного захвата и деления для ^{235}U и ^{239}Pu .—Автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук.—Дмитровград, 1976.—22 с.
218. Czirr J. B., Lindsey J. S. ^{235}U and ^{239}Pu Capture-to-Fission Ratio.—Proc. of the Conference on Nuclear Data for Reactors, Helsinki, 1970. Vienna: IAEA, 1970, v. 1, p. 331—338.
219. Corvi F., Giacobbe P. Capture-to-Fission Ratio of ^{235}U from the Measurement of Low-Energy γ -Rays.—Proc. of the Conference on Nuclear Cross Sections and Technology, Washington, 1975. NBS Special Public., 425, 1975, v. 2, p. 599—602.
220. Bluhm H., Yen C. S. Measurement of the Ratio of Fission to Capture Neutron Cross Sections of ^{235}U in the 200 eV to 15 keV Energy Range.—Nucl. Sci. Eng., 1976, v. 61, p. 471—476.
221. Методика прямого измерения отношения сечения захвата к сечению деления/Г. В. Мурадян, Т. А. Мостовая, В. И. Мостовой, Ю. Г. Щепкин.—Proc. of the Intern. Conf. on Nuclear Data for Reactors, Helsinki, 1970. Vienna: IAEA, 1970, v. 1, p. 287—304.
222. Measurement of Neutron Capture Cross Section and Alpha of ^{235}U from 2 to 85 keV/F. Corvi, L. Calabretta, M. Merla et al.—Proc. of the NEANDC/NEACRP Specialists' Meeting on Fast-Neutron Capture Cross-Sections. Argonne Nat. Lab., 1982, p. 347—354.
223. Измерение абсолютной величины альфа урана-235 в области энергий нейтронов 0,1—30 кэВ/Г. В. Мурадян, Ю. Г. Щепкин, Ю. В. Адамчук и др.—В кн.: Нейтронная физика (Мат. 5-й Всесоюз. конф. по нейтронной физике, Киев, 1980).—М., 1980, ч. 2, с. 119—125.
224. Manero F. and Konshin V. A. Status of the Energy-Dependent $\bar{\nu}$ -Values for the Heavy Isotopes ($Z \geq 90$) from Thermal to 15 MeV and of $\bar{\nu}$ -Values for Spontaneous Fission.—Atomic Energy Review, 1972, v. 10, p. 637—756.
225. Frehaut J., Soleilhac M., Mosinski G. Mésure du Nombre Moyen de Neutrons Prompts Emis du Cours de la Fission Induite dans ^{240}Pu et ^{235}U par les Neutrons d'énergie Comprise Entre 1,5 et 15 MeV.—В кн.: Нейтронная физика (Мат. 2-й Всесоюз. конф. по нейтронной физике, Киев, 1973). Обнинск, 1974, ч. 3, с. 153—164.
226. Boldeman J. W., Frehaut J. and Walsh R. L. A Reconciliation of Measurements of $\bar{\nu}_p$ for Neutron-Induced Fission of Uranium-235.—Nucl. Science and Eng., 1977, v. 63, p. 430—436.
227. Boldeman J. W. and Frehaut J. The Foil Thickness Correction in $\bar{\nu}$ Measurements and the ($\nu-\eta$) Discrepancy.—Nucl. Sci. Eng., 1980, v. 76, p. 49—52.
228. Nombre Moyen de Neutrons Prompts et Sections Efficaces Relatives Pour la Fission de l'Uranium-235 et du Plutonium-239 Entre 0,3 et 1,4 MeV/M. Soleilhac, J. Frehaut, J. Gauriau, G. Mosinski.—Proc. of the Conf. on Nuclear Data for Reactors, Helsinki, 1970. Vienna: IAEA, 1970, v. 2, p. 145—156.
229. Soleilhac M., Frehaut J. and Gauriau J. Energy Dependence of $\bar{\nu}_p$ for Neutron-Induced Fission of ^{235}U , ^{238}U and ^{239}Pu from 1,3 to 15 MeV.—J. Nucl. Energy, 1969, v. 23, p. 257—282.
230. Boldeman J. W. and Dalton A. W. Prompt Nubar for Thermal Neutron Fission.—AAEC E/172, Australian Atomic Energy Commission, 1967.
231. Boldeman J. W. and Walsh R. L. The Energy Dependence of $\bar{\nu}_p$ for Neutron Induced Fission of ^{235}U Below 2,0 MeV.—J. of Nucl. Energy, 1970, v. 24, p. 191—205.
232. Measurements of the Average Number of Prompt Neutrons Emitted per Fission of ^{239}Pu and ^{235}U /R. Gwin., R. R. Spencer, E. W. Ingle et al.—ORNL/TM6246, Oak Ridge National Lab., 1978.
233. Poenitz W. P., Whalen J. F. and Smith A. B. Total Neutron Cross Sections of Heavy Nuclei.—Proc. of the International Conference on Neutron Cross Sections and Technology (Knoxville, USA, 1979). NBS Spec. Public., 1980, v. 1, p. 698—707.
234. Henkel R. L. Neutron Total Cross-Section Measurement for ^{235}U .—LA-1493, Los-Alamos, 1952.
235. Mésure des Sections Efficaces Totales Neutroniques du Carbone, du Nickel, de l'Uranium-235, de l'Uranium-238 et du Plutonium-239 Entre 0,1 MeV et 6 MeV/T. Cabe, M. Cance, A. Adam et al.—Proc. of the Second Intern. Conference on Nuclear Data for Reactors, Helsinki, 1970. Vienna: IAEA, 1970, p. 31—37.
236. Schwartz R. B., Schrack R. A. and Heaton H. T. Total Neutron Cross Sections of ^{235}U , ^{238}U and ^{239}Pu from 0,5 to 15 MeV.—Nucl. Sci. Eng., 1974, v. 54, p. 322—326.
237. Langsford A. Total Neutron Cross Sections in the MeV-Region.—AERE-PR/NP9, 1966, p. 34.
238. Foster D. G., Jr., Glasgow D. W. Neutron Total Cross Sections, 2,5—15,0 MeV. I. Experimental.—Phys. Rev., 1971, v. C3, p. 576—603.
239. Bratenahl A., Peterson J. M., Stoering J. P. ^{235}U Neutron Total Cross-Section in the MeV-Region.—Phys. Rev., 1958, v. 110, p. 927—933.

240. Lynn J. E. Systematics for Neutron Reactions of the Actinide Nuclei.— Report AERE R7468, Harwell, 1974.— 98 p.
241. First and Second Chance Fission Calculations for Actinides and Related Topics / G. Maino, E. Menapace, M. Motta et al.— Proc. of the Intern. Conf. on Nuclear Cross Sections and Technology (Knoxville, USA, 1979). NBS Spec. Publ., 1979, p. 500—508.
242. Истеков К. К., Куприянов В. М., Фурсов Б. И. и др. О применимости традиционных систематик вероятности деления.— Ядерная физика, 1979, т. 29, с. 1156—1170.
243. Sikkeland T., Giorso A., Murmia M. I. Analysis of Excitation Functions in Cm(C, xn) Reactions.— Phys. Rev., 1968, v. 172, p. 1232—1239.
244. Simultaneous Evaluation of Nuclear Data for Heavy Nuclides / H. Matsumoto, Y. Kanda, M. Kawai et al.— Proc. Intern. Conf. on Nuclear Cross Sections and Technology (Knoxville, USA, 1979). NBS Spec. Publ., 1979, p. 715—721.
245. Lambropoulos P. Fast Neutron Total and Scattering Cross Sections of Uranium-238.— Nucl. Sci. Eng., 1971, v. 46, p. 356—365.
246. Klepatskij A. B., Konshin V. A., Sukhovitskij E. Sh. Calculation of Cross Sections for Heavy Deformed Nuclei Using Statistical Model.— Report INDC(CCP)-161/1. Vienna: IAEA, 1981.
247. Strulinsky V. M. Shell Effects in Nuclear Masses and Deformation Energies.— Nucl. Phys., 1968, v. A95, p. 420—435.
248. Hill D. L., Wheeler I. A. Nuclear Constitution and the Interpretation of Fission Phenomena.— Phys. Rev., 1953, v. 89, p. 1102.
249. Игнатюк А. В., Шубин Ю. Н. Простая модель описания парных корреляций в возбужденных ядрах.— Изв. АН СССР, сер. физ., 1973, т. 37, с. 1947—1952.
250. Игнатюк А. В., Истеков К. К., Смиренкин Г. Н. Роль коллективных эффектов при систематике плотности уровней.— Ядерная физика, 1979, т. 29, с. 875.
251. Myers W. D., Swiatecki W. S. Anomalies in Nuclear Masses.— Ark. Fysik, 1967, v. 36, p. 343—353.
252. Antsipov G. V., Konshin V. A., Maslov V. M. Transactinide level density.— Report INDC(CCP)-182. Vienna: IAEA, 1982.
253. Бор О., Моттelson Б. Структура атомного ядра.— М.: Мир, 1977.— 664 с.
254. Möller P., Nix I. R. Calculation of Fission Barriers.— Proc. IAEA Symp. on Phys. and Chem. of Fission, 1973, v. 1. Vienna: IAEA, 1974, p. 103.
255. Pashkevich V. V. On the asymmetric deformation of fissioning nuclei.— Nucl. Phys., 1973, v. A169, p. 275—292.
256. Soboczenski A., Bjornholm S. The Moment of Inertia and the Energy Gap of Fission Isomers.— Nucl. Phys., 1973, v. A202, p. 274—288.
257. Myers W. D., Swiatecki W. S. The Nuclear Droplet Model for Arbitrary Shapes.— Ann. Phys. (N. Y.), 1974, v. 84, p. 186—210.
258. Bjornholm S., Lynn I. E. The Double-Humped Fission Barrier.— Rev. Mod. Phys., 1980, v. 52, p. 725—931.
259. Möller P. Odd-Multipole Shape Distortions and the Fission Barriers of Elements in the Region $84 \leq Z \leq 120$.— Nucl. Phys., 1972, v. A192, p. 529.
260. Bjornholm S., Bohr A., Mottelson B. Role of symmetry of the nuclear shape in rotational contributions to nuclear level densities.— Proc. IAEA Symp. on Phys. and Chem. of Fission, 1973, v. 1. Vienna: IAEA, 1974, p. 367—373.
261. Britt H. C. Experimental survey of the potential energy surfaces associated with fission.— Proc. IAEA Symp. on Phys. and Chem. of Fission, 1979, v. 1. Vienna: IAEA, 1980, p. 3—27.
262. Gavron A., Britt H. C., Konечу E. et al. Γ_n/Γ_f for Actinide Nuclei Using $(^4\text{He}, d_f)$ and $(^4\text{He}, t_f)$ reactions.— Phys. Rev., 1976, v. 13C, p. 2374—2384.
263. Фурсов Б. И., Куприянов В. М., Смиренкин Г. И. Измерение сечений деления ^{235}U и ^{240}Pu относительно сечения деления ^{235}U в диапазоне энергий нейтронов 0,024—7,4 МэВ.— Атомная энергия, 1978, т. 44, с. 236—239.
264. Behrens J. W., Carlson G. W. Measurements of the Neutron-Induced Fission Cross Sections of ^{235}U , ^{238}U and ^{239}Pu relative to ^{235}U from 0,1 to 30 MeV.— Nucl. Sci. Eng., 1977, v. 63, p. 250—267.
265. Жарков В. Ф., Коньшин В. А., Суховицкий Е. Ш. Определение ошибок оцененных данных с учетом корреляций и проведение оценки $\sigma_f(^{235}\text{U})$, $\alpha(^{235}\text{U})$, $\alpha(^{239}\text{Pu})$, $\sigma_f(^{239}\text{Pu})$.— ВАНИТ, сер. Ядерные константы. М., 1979, т. 31, с. 79—87.
266. Meadows I. W. The Fission Cross Sections of Uranium-234 and Uranium-236 Relative to Uranium-235.— Nucl. Sci. Eng., 1978, v. 65, p. 171—180.
267. McNally I. H., Barnes I. W., Dropesky B. I. et al. Neutron Induced Fission Cross Section of ^{237}U .— Phys. Rev., 1974, v. C9, p. 717—725.
268. Difilippo F. C., Perez R. B., de Saussure G. et al. Measurement of the Uranium-238 to Uranium-235 Fission Cross Section Ratio for Neutron Energies Between 0,1 and 25 MeV.— Nucl. Sci. Eng., 1978, v. 68, p. 43—54.
269. Фомушкин Э. Ф., Гутникова Е. К. Сечения деления ^{238}Pu нейтронами в малогрупповой области энергий.— Ядерная физика, 1969, т. 10, с. 917.
270. Antsipov G. V., Bakhanovich L. A., Zharkov V. F. et al. Evaluation of Nuclear Data for ^{239}Pu in the 10^{-5} eV—15 MeV Energy Region.— Report INDC(CCP)-166/GHS. Vienna: IAEA, 1981.
271. Анципов Г. В., Клепацкий А. Б., Коньшин В. А. и др. Оценка нейтронных сечений ^{239}Pu и ^{240}Pu в области энергий 0,1—5 МэВ. ВАНИТ, сер. Ядерные константы.— М., 1981, т. 41, с. 36.
272. Коньшин В. А., Анципов Г. В., Суховицкий Е. Ш. и др. Оценка ядерных данных ^{240}Pu для создания полного файла констант.— Нейтронная физика, ч. 4. М., 1977, с. 36—41.
273. Antsipov G. V., Bakhanovich L. A., Benderskij A. R. et al. Evaluation of Nuclear Data for ^{242}Pu in the 10^{-5} eV—15 MeV Neutron Energy Region.— Report INDC(CCP)-150/LJH. Vienna: IAEA, 1980.
274. Гохберг Б. М., Дубровина С. М., Шутин В. А. Измерение сечения деления ^{240}Pu в околопороговой области.— Ядерная физика, 1977, т. 24, с. 21—23.
275. Behrens J. W., Newbury R. S., Magana J. W. Measurements of the Neutron Induced Fission Cross Sections of ^{240}Pu , ^{242}Pu and ^{244}Pu Relative to ^{235}U from 0,1 to 30 MeV.— Nucl. Sci. Eng., 1978, v. 66, p. 433—441.
276. Behrens J. W., Howerton R. J. Predictions of Fission Cross Sections in the 3 to 5 MeV Neutron Energy Range.— Nucl. Eng., 1978, v. 65, p. 464—467.
277. Фурсов Б. И., Куприянов В. М., Смиренкин Г. Н. Аномалия порога реакции (n, n') .— Письма в ЖЭТФ, 1973, т. 17, с. 362.
278. Pauli H. C., Ledergerber T. Fission Thresholds Energies in the Actinide Region.— Nucl. Phys., 1971, v. A175, p. 545—564.
279. Анципов Г. В., Зеневич В. А., Клепацкий А. Б. и др. Тестировка параметров статистической модели ядерных реакций на основе расчетов сечений взаимодействия нейтронов.— Изв. АН БССР, сер. физ.-энерг. наук, 1979, т. 4, с. 13.
280. Игнатюк А. В., Истеков К. К., Смиренкин Г. Н. Анализ угловой анизотропии низкоэнергетического деления доактинидных ядер.— Ядерная физика, 1982, т. 36, с. 54.
281. Möller P. Macroscopic-Microscopic Calculation of Fission Barriers and Masses for Heavy Elements with a Yakawa-Plus-Exponential Model for the Macroscopic Energy.— Proc. IAEA Symp. on Phys. and Chem. of Fission, 1979, v. 1. Vienna: IAEA, 1980, p. 283—300.
282. Gavron A., Britt H. C., Goldstone P. D. et al. Complexity of the Potential-Energy Surface for Fission of ^{238}U .— Phys. Rev. Lett., 1977, v. 38, p. 1457—1460.

283. Aberg S., Larsson S. E., Möller P. et al. Shell Structure at High Spins.— Proc. IAEA Symp. on Phys. and Chem. of Fission, 1979, v. 1. Vienna: IAEA, 1980, p. 303—358.
284. Weber J., Britt H. C., Gavron A. et al. Fission of ^{228}Ra .— Phys. Rev., 1976, v. C13, p. 2413—2417.
285. Uhl M., Strohmaier B. STAPRE. Computer Code for Particle Induced Activation Cross Sections and Related Topics.— Report IRK-76/01: Vienna, 1976.
286. Gadioli E. et al. Preequilibrium exciton model for medium weight nuclei.— Nucl. Phys., 1973, v. A214, p. 589—591.
287. Корнилов Н. В., Журавлев Б. В., Сальников О. А. и др. Механизм неупругого рассеяния и параметр плотности ядерных уровней ^{238}U .— Нейтронная физика, ч. 2 (Мат. 5-й Всесоюз. конф. по нейтронной физике, Киев, 1980). М., 1980, с. 44—49.
288. Terrel J. Fission Neutron Spectra and Nuclear Temperatures.— Phys. Rev., 1959, v. 113, p. 527—542.
289. Uhl M. Evaluation of Neutron Nuclear Reaction Data for Fissionable Nuclei Using Nuclear Theory.— Proc. of the 12th Symp. on Nuclear Physics in Gausig.— Report ZFK-491, Dresden, 1982, p. 155—179.
290. Игнатьев А. В., Истеков К. К., Смиреники Г. Н. Коллективные эффекты в плотности уровней и вероятность деления ядер.— Ядерная физика, 1979, т. 30, с. 1205—1218.
291. Ловчикова Г. И., Игнатьев А. В., Лунев В. П. и др. Нестатистическая компонента нейтронных спектров (p, n) и (n, n') реакций.— Ядерная физика, 1982, т. 36, с. 6—12.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение	3
Глава 1	
Нейтронные сечения в тепловой области энергий нейтронов (10^{-5} —5 эВ)	5
1.1. Нейтронные данные при 0,0253 эВ	5
1.2. Экспериментальные и оцененные данные по полному сечению и сечению поглощения	6
1.3. Экспериментальные и оцененные данные по σ_f	8
1.4. Экспериментальные и оцененные данные по величине $\alpha(^{235}\text{U})$	12
1.5. Экспериментальные и оцененные данные по сечению рассеяния	13
Глава 2	
Нейтронные сечения в области энергий разрешенных резонансов (0,1—100,0 эВ)	15
2.1. Экспериментальные данные, использованные в оценке	15
2.2. Выбор формализма для параметризации	15
2.3. Энергетическая шкала и исходные резонансные параметры	18
2.4. Параметризация экспериментальных данных	22
2.5. Определение средних резонансных параметров с учетом поправки на пропуск уровней	27
Глава 3	
Оценка средних сечений и параметров для ^{235}U в области энергий неразрешенных резонансов (0,1—100 кэВ)	39
3.1. Новые экспериментальные данные по средним сечениям для ^{235}U	39
3.2. Расчет средних сечений и получение средних резонансных параметров	44
3.3. Оцененные данные по средним сечениям и резонансным параметрам	46

Глава 4

Использование неферрической оптической модели для предсказания и оценки нейтронных сечений делящихся ядер	60
4.1. Основные соотношения обобщенной оптической модели	61
4.2. Методы и особенности численного решения уравнений обобщенной оптической модели	65
4.3. Влияние используемых физических приближений на расчет нейтронных сечений	71
4.4. Единый потенциал обобщенной оптической модели для актиноидов	77
4.5. Метод поиска параметров оптического потенциала	78
4.6. Определение параметров единого потенциала для группы тяжелых делящихся ядер	79
4.7. Применение полученного потенциала для оценки нейтронных сечений актиноидов	89
4.8. Сравнение результатов расчетов по сферической и обобщенной оптическим моделям	91
4.9. Применение обобщенной оптической модели для оценки сечений взаимодействия нейтронов с ядром ^{235}U	95

Глава 5

Использование статистической модели ядерных реакций для расчета нейтронных сечений	107
5.1. Соотношения статической модели, использованные для оценки нейтронных сечений	107
5.2. Расчет и оценка сечений упругого и неупругого рассеяния нейтронов	112
5.3. Учет конкуренции процесса деления	118
5.4. Расчеты и оценка сечений радиационного захвата нейтронов делящимися ядрами	121
5.5. Систематика параметров плотности уровней для изотопов урана	129

Глава 6

Оценка сечения деления, величин α, $\bar{\nu}$ и полного сечения	143
6.1. Оценка сечения деления $\sigma_f(^{235}\text{U})$ в энергетической области 0,1 кэВ — 20 МэВ с помощью метода учета корреляций между ошибками различных экспериментов	143
6.2. Оценка $\alpha(^{235}\text{U})$ в энергетической области 0,1—1000 кэВ с помощью метода учета корреляций между ошибками различных экспериментов	152
6.3. Оценка величины $\bar{\nu}$	154
6.4. Оценка полного сечения $\sigma_t(^{235}\text{U})$ в области энергий 0,1—20 МэВ	159

Глава 7

Расчет сечений деления и реакций типа (n, xn) для актиноидов	160
7.1. Расчет сечения деления	160
7.2. Расчет сечений реакций типа (n, xn) и спектров вторичных нейтронов	171
Литература	179

*Валентин Аркадьевич Коньшин
Геннадий Владимирович Анципов
Ефрем Шоломович Суховицкий
Александр Борисович Клепацкий
Владимир Михайлович Маслов
Геннадий Бенцианович Мороговский*

**ОЦЕНЕННЫЕ НЕЙТРОННЫЕ КОНСТАНТЫ
УРАНА-235**

*Заведующий редакцией Н. Т. Ломако
Редактор Г. В. Малахова
Художник М. И. Шелкович
Художественный редактор Л. И. Усачев
Технический редактор С. А. Курган
Корректор И. Л. Дмитриенко
ИБ № 2272*

*Печатается по постановлению РИСО АН БССР. Сдано
в набор 01.02.85. Подписано в печать 17.06.85. АТ 17273.
Формат 60×90^{1/16}. Бум. тип. № 2. Гарнитура литератур-
ная. Высокая печать. Усл. печ. л. 12,5. Усл. кр. отт.
12,5. Уч.-изд. л. 12,6. Тираж 560 экз. Зак. № 209.
Цена 1 р. 80 к. Издательство «Наука и техника» Академии
наук БССР и Государственного комитета БССР по де-
лам издательства, полиграфии и книжной торговли.
220600. Минск, Ленинский проспект, 68. Типография
им. Франциска (Георгия) Скорины издательства «Наука
и техника», 220600. Минск, Ленинский проспект, 68.*

В издательстве
«НАУКА И ТЕХНИКА»
готовится к изданию книга

**Шароваров Г. А. Физика нестационарных процессов
АЭС. На русском языке. 10 л. Цена 1 р. 10 к. (ориентиро-
вочно).**

В книге рассматриваются физические процессы, происхо-
дящие в элементах АЭС при нестационарных режимах. На
основе требований по маневренности и безопасности АЭС
анализируются математические модели и методы, используе-
мые для исследования сложных сопряженных задач. Опреде-
ляется область применения сосредоточенных и одномерных
математических моделей, получивших в настоящее время
широкое распространение. Приводятся данные по нестацио-
нарному теплообмену для инертных и диссоциирующих тепло-
носителей. С помощью обобщенного уравнения переноса вы-
ведены основные уравнения массопереноса, сохранения коли-
чества движения и энергии при фазовых и химических преоб-
разованиях и критерии подобия. Дано математическое описа-
ние нестационарных процессов в трубопроводах, теплообмен-
ных аппаратах, реакторах, турбинах, компрессорах и других
элементах АЭС. На основе разработанных моделей исследо-
ваны динамические характеристики элементов АЭС и АЭС в
целом для диссоциирующего теплоносителя.

Рассчитана на научных и инженерно-технических работни-
ков, занятых в области ядерной энергетики, будет полезна
аспирантам, студентам.

*Заказы следует направлять по адресу:
220068, Минск, пл. Свободы, 19,
магазин «Книга—почтой»*

· В издательстве

«НАУКА И ТЕХНИКА»

готовится к изданию книга

Радиационно-термическая стойкость четырехоксида азота/
В. Б. Пестеренко, А. А. Гвоздев, Ю. Д. Ильюхин и др. На
русском языке. 10 л. Цена 1 р. 10 к. (ориентировочно).

В книге с единых позиций излагаются вопросы термической и радиационно-термической стойкости реагирующего теплоносителя — четырехоксида азота в условиях быстрых газоохладяемых реакторов. Систематизированы данные по термодинамике, кинетике и механизму необратимого термического разложения окислов азота (процессы, приводящие к образованию молекулярного азота). Приведены результаты экспериментального исследования термической стойкости реагирующей системы, полученные в Институте ядерной энергетики АН БССР. Представлены сведения о радиационно-термическом разложении окислов азота, а также кинетическая модель радиационно-термического разложения реагирующей четырехоксида азота и результаты численного исследования этого процесса в условиях быстрых реакторов.

Рассчитана на научных и инженерно-технических работников, занятых исследованием ядерных энергетических реакторов, кинетики и механизма термических и радиационно-термических процессов в газовой фазе, будет полезна преподавателям, аспирантам, студентам, специализирующимся в области технологии теплоносителей ядерных реакторов и радиационно-термической кинетики.

Заказы следует направлять по адресу:

*220068, Минск, пл. Свободы, 19,
магазин «Книга—почтой»*